

FACHHOCHSCHULE AACHEN

Fachbereich Energietechnik

Physikingenieurwesen

Frequenzmessungen an einem Leistungslaser
zur Vorbereitung von Feldversuchen mit
einem neuartigen Doppler-Wind-Lidar

Bachelorarbeit von:

Veronika Adolfs

Oberpfaffenhofen, 27. März 2019

Diese Arbeit ist von mir selbstständig angefertigt und verfasst. Es sind keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt worden.

Veronika Adolfs

Diese Arbeit wurde betreut von:

1. Prüfer: Prof. Dr. Robert Fleischhaker
2. Prüfer: Dr. Patrick Vrancken

Kurzfassung

In dieser Arbeit werden Frequenzmessungen an einem Laser mit Hilfe einer Faserkopplung durchgeführt. Der Laser gehört zu dem Doppler Wind Lidar AEROLI, welches Clear-Air-Turbulenzen in der Atmosphäre detektiert. Der zugehörige Empfänger detektiert mit einem Michelson Interferometer durch den Doppler Effekt auftretende Frequenzverschiebungen, woraus die Bewegungsgeschwindigkeit von Molekülen und Partikeln in der Atmosphäre bestimmt wird. Es werden Messungen zur Betrachtung der Genauigkeit und Reproduzierbarkeit von linearen Frequenzänderungen durchgeführt. Die Frequenzänderungen werden durch eine Temperaturänderung des Laser-Kristalls hervorgerufen, welche wiederum durch thermoelektrisches Kühlen definiert wird. Dieser Vorgang wird charakterisiert und es wird eine Temperaturänderung von 0,45 K/V ermittelt. Dabei beträgt die Zeit, die das System nach einer Temperaturänderung benötigt, um auf die jeweilige Frequenz einzuschwingen, bei ansteigender Frequenz 15 s und bei absteigender 10 s. Die lineare Frequenzänderung soll optimiert und dazu genutzt werden, die Beleuchtungsfunktion des Interferometers zu ermitteln. Dabei zeigt eine Änderung von 3,42 GHz über 400 s (1 mHz Eingangssignal) mit 4 kHz die geringste Abweichung gegenüber der mittleren Frequenzänderungsrate. Mit steigender Eingangsfrequenz steigt die Abweichung der gemessenen zur erwarteten Frequenz. Zukünftige Messungen werden den Einfluss der Frequenzabweichungen auf die Beleuchtungsfunktion betrachten.

Abstract

The Doppler wind lidar AEROLI has been developed to measure windspeed and Clear-Air-Turbulence. To detect the small frequencyshifts the Doppler effect generates, the lidar makes use of a Michelson interferometer. For the calibration of the interferometer an illumination-function has to be determined. A frequency sweep of the laser is performed to record the interferometer illumination. This thesis characterises those frequency sweeps, which are produced by the change of the voltage of the thermoelectrical cooling system. Concluding in a rearrangement of the laser crystal temperature. The linearity of the sweeps is analysed and shows a smaller deviation for slow sweeps than for fast sweeps. For a frequency variation of 3,42 GHz for the time of 400 s, the deviation ist 4 kHz. The same frequencyshift in 40 s produces a deviation of 1,435 MHz. The measurement shows a higher accuracy for slower sweeps. The effect of small deviation in the linearity of the frequency sweeps to the illumination-function will be analysed in the future.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Theoretische Grundlagen	3
2.1	Atmosphärenphysik	3
2.2	Lidar	4
2.3	Doppler-Lidar	7
2.4	AEROLI-Lidar	11
2.4.1	DELICAT-Laser	11
2.4.2	Frequenzkonversion	13
2.4.3	Receiver	15
3	Versuchsanordnung	17
3.1	Ziele	17
3.2	Aufbau	18
3.3	Faserkopplung	19
3.3.1	Fasern	19
3.3.2	Faserkopplung	20
3.4	Wavemeter	24
3.5	Verfahrensweise	25
3.5.1	Signalbetrachtung	25
3.5.2	Zeitverhalten	25
3.5.3	Eingangsfunktion der Frequenzrampen	25
3.5.4	Messungen der Frequenzrampen	26
3.5.5	Genauigkeit des Wavemeters	26
4	Ergebnisse und Diskussion	27
4.1	Signalbetrachtung	27
4.2	Zeitverhalten	29
4.3	Eingangsfunktion der Frequenzrampen	31
4.4	Messungen der Frequenzrampen	32
4.5	Genauigkeit des Wavemeters	40
4.6	Diskussion	44
5	Zusammenfassung und Ausblick	45
6	Literaturverzeichnis	47

Abbildungsverzeichnis

1	Schematischer Aufbau eines einfachen Lidar.	4
2	Rückstreuung Aerosole und Moleküle [1]	8
3	Aufbau eines nicht planaren Ring-Oszillators[2]	11
4	Aufbau DELICAT Laser [3]	13
5	Aufbau Frequenzkonversion	14
6	Aufbau AEROLI-Empfänger[4]	15
7	Links: Aufbau Michelson-Interferometer. Quelle:[5]. Rechts: Darstellung eines Interferenzstreifens des FWFIMI mit der Integration und der Abweichung. Quelle:[6]	16
8	Versuchsaufbau	18
9	Aufbau am Laser mit Spiegel und Linse	22
10	Darstellung der Strahleinbringung in die Faser. Rot = Randstrahlen der Laserstrahlung, Links: Linse, Rechts: hell = Fasermantel; dunkel = Faserkern	23
11	Aufbau Wavemeter Quelle: [7] und schematischer Aufbau eines Fizeau-Interferometers	24
12	Eingangssignal	26
13	Interferogramme Wavemeter	27
14	Frequenzmessung mit 10 ms Belichtungszeit	28
15	Frequenzmessung mit Belichtungszeiten 50 ms (Rot), 100 ms (Blau) und 150 ms (Pink)	28
16	Frequenzverhalten über einen Rechteckpuls.	29
17	Frequenzverhalten auf Sprungantworten von niedriger zu hoher Frequenz mit verschieden hohen Offsets.	30
18	Frequenzverhalten auf Sprungantworten von hoher zu niedriger Frequenz mit verschieden hohen Offsets.	30

19	Rampenart 1: Direkter Übergang von ansteigender zu abfallender Rampe; Darstellung eines relevanten Abschnittes.	31
20	Rampenart 2: Unveränderte Temperatur zwischen ansteigender und abfallender Rampe; Darstellung eines relevanten Abschnittes.	31
21	Darstellung gemessene Rampe gegenüber erwarteter Rampe bei 1 mHz . .	33
22	Darstellung gemessene Rampe gegenüber erwarteter Rampe bei 2 mHz . .	33
23	Darstellung gemessene Rampe gegenüber erwarteter Rampe bei 10 mHz . .	34
24	Darstellung relevanter Bereich gemessene Rampe gegenüber erwarteter Rampe bei 2 mHz	34
25	Darstellung relevanter Bereich gemessene Rampe gegenüber erwarteter Rampe bei 10 mHz	35
26	Frequenzabweichungen bei 2 mHz	36
27	Frequenzabweichungen bei 5 mHz	36
28	Frequenzabweichungen bei 10 mHz	37
29	Frequenzabweichungen bei 2 mHz, 10 mHz und 15 mHz.	38
30	Frequenzabweichungen von fünf Rampen einer Messung bei 2 mHz.	39
31	Frequenzabweichungen von fünf Rampen einer Messung bei 15 mHz.	39
32	Dauermessung 1064 nm über 1 h 20 min mit Temperatur des Wavemeters .	40
33	Dauermessung Helium-Neon-Referenzlaser mit Temperatur des Wavemeters	41
34	Allan-Varianz der 1064 nm Strahlung– Flicker FM	42
35	Allan-Varianz des Helium-Neon-Laser Random Walk FM	43

Tabellenverzeichnis

1	Parameter Monomodefaser der Firma <i>Thorlabs</i> . Der MFD wird im Folgenden als 6 μm angenommen. LIDT (Laser Induces Damage Threshold) ist die Zerstörschwelle und damit die Leistungsdichte, ab welcher Beschädigungen an der Fasergrenzfläche auftreten können.	22
2	Parameter der Laserpulse. Die Leistung beschreibt dabei die maximale, zeitlich gemittelte Leistung	22
3	Werte des Wavemeters[8]	24
4	Standardabweichungen der Belichtungszeiten 10 ms, 50 ms, 100 ms und 150 ms	28
5	Zeiten der Rampen für die Eingangsfrequenzen von 1 mHz bis 15 mHz . . .	32
6	Steigungen der Rampen	35
7	Abweichungen der Rampen	37
8	Auswertung der Zeitintervalle	40

1 Einleitung

Die Bezeichnung Lidar steht für „light detection and ranging“ und ist abgeleitet von Radar („Radio detection and ranging“). Die Funktionsweise basiert auf Rückstreuung der ausgesendeten Laserstrahlung. Je nach Anwendungsbereich kann aus den veränderten Eigenschaften der zurückgestreuten Strahlung, wie Frequenz oder Phase, z.B. die Geschwindigkeit eines Objekts bestimmt werden. Aktuelle Lidar verwenden dafür gepulste oder Dauerstrahl-Laser als Sender und Teleskope als Empfänger.

Lidar können in unterschiedlichsten Bereichen eingesetzt werden. Das Messsystem Lidar wird unter anderem in Bereichen des autonomen Fahrens und der Geschwindigkeitskontrolle eingesetzt. Diese Systeme basieren auf reiner Objekterkennung und sind damit von atmosphärischen Lidar zu unterscheiden. In dieser Arbeit geht es um die wissenschaftliche Erforschung der Atmosphäre.

Der Einsatz im Bereich der Atmosphärenforschung bietet verschiedene Möglichkeiten. In diesem Bereich werden mit Lidar beispielsweise Aerosole und Moleküle detektiert und deren Anteil in der Umgebung bestimmt. Mit einem Lidar können atmosphärische Zustände (Temperatur, Druck etc.) gemessen werden. Weiter ist die Untersuchung von Wolken, Gasen, Ozongasen und Wasserdampf möglich. Bei der Erforschung meteorologischer Phänomene und Naturkatastrophen wie Hurricanes oder Vulkanausbrüchen kommen Lidar ebenfalls zum Einsatz. Lidar werden erdgebunden, luft- oder weltraumgestützt genutzt. Die luftgestützte oder flugzeuggetragene Nutzung ist dabei am weitesten verbreitet und wird im Folgenden näher betrachtet.

Die Atmosphärenforschung arbeitet oft mit Doppler-Wind-Lidar, welche auf Frequenzverschiebungen durch den Doppler Effekt aufbauen. Dabei liegt die Schwierigkeit darin, dass sehr geringen Frequenzunterschiede auftreten, die detektiert und ausgewertet werden müssen. Das Messsystem sendet Laserstrahlung aus, welche von Partikeln und Aerosolen in der Atmosphäre zurückgestreut wird. Aufgrund der als Wind bezeichneten Bewegung von Teilchen entsteht bei der Rückstreuung eine Dopplerverschiebung. Diese ist dabei sehr gering und erfordert hochgenaue Messtechniken.[9]

Im Fall des AEROLI (Aeronautics Lidar) zur Erforschung von Clear-Air-Turbulenz und Böen wird zur Bestimmung der Frequenzverschiebung aufgrund des Doppler Effekts ein Interferometer eingesetzt. Zur Charakterisierung der Interferometer-Beleuchtung wird der im Lidar verwendete Laser in seiner Frequenz über den freien Spektralbereich des Interferometers verschoben.

In dieser Arbeit wird die lineare Frequenzänderung des Lasers, zur Bestimmung der Beleuchtungsfunktion, behandelt. Zu diesem Zweck wird ein Teil der Laserstrahlung in eine Faser eingebracht. Mit Hilfe der Faser wird die Strahlung über ein Wavemeter vermessen. Für die Frequenzänderung wird die Temperaturregelung des verwendeten nicht planaren Ring Oszillators genutzt.

Die Ziele der Arbeit sind dabei, die Charakterisierung der Frequenzänderung, in Bezug auf die Temperaturänderung, und die Ermittlung der optimalen Frequenzänderung.

Der zur Frequenzmessung genutzte Aufbau besteht dabei aus Funktionsgenerator, Laser, Wavemeter und Datenverarbeitung.

Über den Funktionsgenerator werden verschiedenartige Änderungen der Temperatur hervorgerufen. Diese bewirken im Laser eine Frequenzänderung, welche das Wavemeter detektiert und die Datenverarbeitung erfasst. Die Hauptaufgabe besteht darin, eine möglichst lineare Frequenzänderung zu erzeugen und zu verfolgen. Dazu wird in einem ersten Schritt das allgemeine Zeitverhalten der Frequenz im Bezug auf eine Temperaturänderung untersucht. Darauf aufbauend wird die Form des Eingangssignals zur Frequenzänderung bestimmt. Die Messung der Frequenzänderungen erfolgen mit unterschiedlichen starken Steigungen. Zur Kontrolle der Messqualität wird zusätzlich das Messgerät untersucht und charakterisiert.

In Kapitel 2 werden die theoretischen Hintergründe der Systems Lidar erläutert. Dazu wird der Einsatz des von Lidar in der Atmosphärenforschung betrachtet. Kapitel 2.2 betrachtet den grundsätzlichen Aufbau eines Lidars und stellt ausgewählte Detektions- und Scan-Techniken vor. Eine genauere Betrachtung der Funktionsweise des Doppler Lidar erfolgt in Kapitel 2.3. Der genaue Aufbau und die funktionalen Hintergründe des bearbeiteten AEROLI-Lidar mit DELICAT (Demonstration of Lidar based Clear Air Turbulence detection)-Laser werden in Kapitel 2.4 erörtert. Damit werden die physikalischen Hintergründe dargestellt, die Relevant sind für die Fragestellung: In welcher Form beeinflusst eine Temperaturänderung im Master-Laser die Ausgangsfrequenz?

Kapitel 3 umfasst die Methoden mit einer Darstellung des behandelten Problems und den damit einhergehenden Zielen dieser Arbeit in Kapitel 3.1. Der Aufbau der Versuchsanordnung ist in Kapitel 3.2 erklärt. Kapitel 3.3 und 3.4 umfassen die Erläuterung der für die Messungen relevanten Teile Faserkopplung und Wavemeter. Weiter werden in Kapitel 3.5 die Verfahrensweisen und Messvorgänge dargestellt. Die Darstellung der Ergebnisse mit Diskussion erfolgt in Kapitel 4.

2 Theoretische Grundlagen

2.1 Atmosphärenphysik

Das in dieser Arbeit behandelte Doppler Wind Lidar ist für die Charakterisierung von Clear-Air-Turbulenz (CAT) vorgesehen. CAT beschreibt sogenannte Luftlöcher in wolkenloser Atmosphäre. Diese sind beim Durchfliegen mit einem Flugzeug deutlich bemerkbar und bedeuten durch plötzliche Krafteinbringung in die Flügelwurzel eine Gefahr für den Luftverkehr. Turbulenzen können abrupte Höhenänderungen hervorrufen und damit zu Beschädigungen am Flugzeug führen. Da aktuelle Radare Turbulenzen nur beim Auftreten von Wolken und Niederschlag erkennen können, soll für den Bereich der Detektion von CAT das Doppler-Wind-Lidar flugzeuggestützt eingesetzt werden[1].

Neben diesem Einsatzzweck in der Luftfahrt werden Doppler Wind Lidar-Systeme bereits boden-, flugzeug-, und satellitengestützt eingesetzt. Die Forschungsgebiete sind dabei Wind, Turbulenz und Wirbelschleppen. Die Satellitenmission AEOLUS ist aktuell im Einsatz um aus dem Weltall aufgenommene Winddaten zu generieren und damit die Wettervorhersagen zu verbessern. Außerdem sind Lidar-Systeme für die Vermessung der Verwirbelungen von Windkraftanlagen und Windparks im Einsatz. Weiter wird die Erforschung von Atmosphärenbewegungen mit Lidar-Systemen betrieben. Dazu zählt die Vermessung von Wind in Bergregionen und am Meer, genauso wie die Betrachtung von Jetstreams und Taifunen.

Für die Atmosphären- und Klimaforschung werden neben dem Doppler Wind Lidar andere Lidar in unterschiedlichen Bereichen eingesetzt. Differential-Absorptions Lidar werden für die Messung von Methan- und Kohlenstoffsäulen ebenso wie für die Vermessung von Wasserdampf und Ozon in der Atmosphäre eingesetzt. Weiter können Schwerkwellen und Temperatur detektiert werden. Die Vermessung von Wasserdampf ist dabei ein wichtiger Bestandteil zur Erforschung der Klimaerwärmung. Das Treibhausgas mit hohem Einfluss auf das gesamte Klima bietet viel Raum für die Erforschung bisher unbekannter Aspekte in der Physik und Chemie der Atmosphäre.

2.2 Lidar

Das einfachste Lidar-Setup besteht aus Transmitter und Empfänger. Dieses Grundprinzip ist in Abbildung 1 dargestellt.

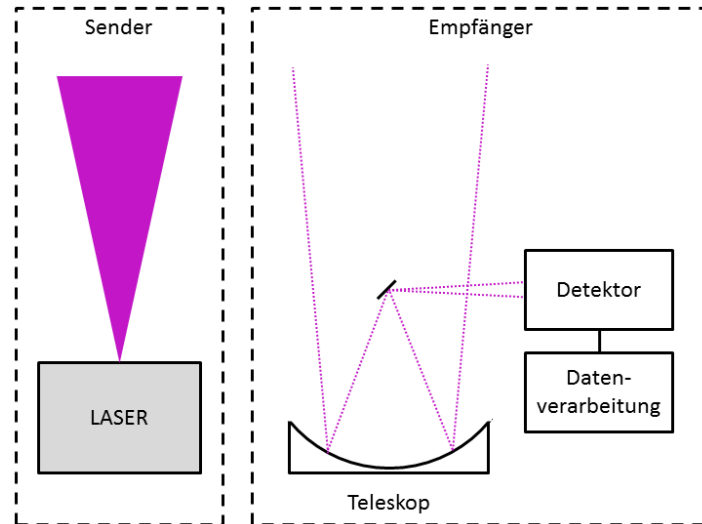


Abbildung 1: Schematischer Aufbau eines einfachen Lidar.

In der Atmosphärenforschung besteht der Transmitter meist aus einem gepulsten Laser, welcher in seinen spezifischen Eigenschaften (Frequenz, Leistung) an das zu messende Objekt angepasst ist. Der Bereich der ausgesendeten Wellenlängen liegt dabei zwischen 250 nm im Ultra-Violetten (UV) bei Eximer-Lasern und 11 μm im Infra-Roten (IR) bei CO_2 Lasern. Die Laserpulse sind stark kollimiert mit einem Divergenzwinkel von wenigen hundert μrad . Der Laserstrahl bleibt schmal und weitet sich auch über lange Strecken nur geringfügig auf. Entsprechend kann das Sichtfeld des Receivers an das durch die Quelle beleuchtete Volumen angepasst werden. Mit dem kleinen Receiver-Sichtfeld wird das Hintergrundrauschen sehr gering. Damit ist eine sehr genaue Messung möglich und es wird eine hohe räumliche, sowie zeitliche Auflösung in über 100 km Höhe erzielt. Durch den stark kollimierten Strahl und das entsprechend kleine Receiversichtfeld wird die detektierte Hintergrundstrahlung stark reduziert und es werden wenige mehrfachgestreute Photonen registriert. Der Receiver besteht aus einem Teleskop, welches die zurückgestreuten Photonen detektiert, einem Analysesystem und einer Datenerfassung. Bei den Teleskopen handelt es sich meist um Spiegelteleskope und die Größe der Optiken liegt je nach Anwendung zwischen zehn Zentimetern und einigen Metern. Das Analysesystem wird dazu eingesetzt die empfangene Wellenlänge oder Polarisierung zu bestimmen. Dabei kommen je nach Einsatzgebiet Polarisationsfilter, Interferometer, Spektrometer etc. als Analysesystem in Frage.

Die nach der optischen Analyse entstandenen Daten werden gespeichert und weiterverarbeitet. Die Datenverarbeitung vergleicht die entsprechenden Parameter des Eingangs mit denen des Ausgangssignals.

Zum Verständnis des mathematischen Hintergrundes wird im Folgenden die elementare Lidar-Gleichung ausgeführt. Die folgende Lidar-Gleichung stellt die Leistung des zurückgestreuten Lichtes $P(R)$ dar. Aufgebaut aus der Systemkonstante

$$K = P_0 \cdot \frac{c \cdot \tau}{2 \cdot A \cdot \nu} \quad (1)$$

dem entfernungsbedingten Geometriefaktor

$$G(R) = O(R) \cdot R^{-2} \quad (2)$$

dem Rückstreuungskoeffizienten

$$\beta(R, \lambda) = \prod_j N_j(R) \cdot \frac{d\sigma_{j,sca}}{d\omega(\pi, \lambda)} \quad (3)$$

und dem Transmissionskoeffizienten

$$T(R, \lambda) = e^{-2 \int_0^R \alpha(R, \lambda) dr} \quad (4)$$

ergibt sich die Gleichung zu

$$P(R) = K \cdot G(R) \cdot \beta(R) \cdot T(R) \quad (5)$$

R = Entfernung, P_0 = durchschnittliche Leistung eines einzelnen Laserpulses,
 c = Lichtgeschwindigkeit, A = Fläche, ν = Frequenz, τ = zeitliche Pulslänge,
 $O(R)$ = Überlappungsfunktion von Laser und Empfänger, $N_j(R)$ = Konzentration
 Streupartikel,

$\frac{d\sigma_{j,sca}}{d\omega(\pi, \lambda)}$ = differentieller Rückstreuquerschnitt, α = Extinktionskoeffizient

Die Systemkonstante K und der Geometriefaktor G sind dabei vom eingesetzten System abhängig. Rückstreu- sowie Transmissionskoeffizient sind im Vorhinein nicht bekannt. Der Rückstreuungskoeffizient β ist der primäre atmosphärische Parameter und beschreibt die Fähigkeit der Atmosphäre die eingebrachte Strahlung direkt in die ursprüngliche Richtung zurückzustreuen. Zur genaueren Betrachtung werden der Rückstreuungskoeffizient und der Extinktionskoeffizient α in einen Anteil von Aerosolen und in einen Anteil von Molekülen aufgeteilt. Extinktion beschreibt dabei die Abschwächung der Strahlung durch Streuung und Absorption. [9]

Diese Unterscheidung ist notwendig, da Molekularstreuung dichteabhängig ist und entsprechend mit steigender Höhe sinkt. Aerosolstreuung variiert dagegen räumlich und zeitlich stark.

Verschiedene Lidar-Typen

Es gibt verschiedene Lidarsysteme, im Folgenden werden drei vorgestellt. Das Rayleigh-Mie-Lidar, das Differential Absorption Lidar und das Doppler Lidar.

Das Rayleigh-Mie-Lidar beruht auf elastischer Rückstreuung. Es wird der klassische Transmitter-Empfänger-Aufbau verwendet und bei diesem System bleibt die zurückgestrahlte Wellenlänge gleich. Mittels Rayleigh- und Mie-Streuung werden Informationen

über Aerosole und Wolkenschichten geliefert. Rayleigh-Streuung beschreibt eine elastische Streuung an Partikeln die im Vergleich zur angewendeten Wellenlänge sehr klein sind. Aus diesem Grund kann diese Art der Streuung im Lidar-Kontext als Molekülstreuung betrachtet werden. Rayleigh-Streuung ist dominierend bei kurzen Laserwellenlängen. Für die Intensität gilt hierbei $I \propto \lambda^{-4}$.

Mie-Streuung ist eine Theorie zur Streuung an kugelförmigen Objekten und tritt theoretisch bei willkürlichen Wellenlängen und Partikelgrößen auf. Damit schließt Mie-Streuung die nur für sehr kleine Partikel geltende Rayleigh-Streuung mit ein. Im Bereich Lidar wird Mie-Streuung für Teilchen mit ähnlicher Größe wie die Wellenlänge oder größer angewendet. Bei Partikeln in der Größenordnung der Wellenlänge tritt eine große Variation der Wellenlängenabhängigkeit zur Streuintensität auf. Aufgrund dieses Zusammenhangs kann dieses Verfahren zur Bestimmung der Größe und anderer Parameter von Aerosolen eingesetzt werden. Eine weitere Lidar-Art ist das mit unelastischer Rückstreuung arbeitende Raman Lidar. Es tritt eine Änderung des Schwingungs- und Rotationsenergieniveaus auf. Gleichzeitig kommt es zu schwacher Rückstreuung bei anderen als der ausgesendeten Wellenlänge. Mit dem Raman-Lidar werden Temperatur- und Wasserdampfmessungen durchgeführt.

Dagegen werden DIAL (Differential Absorption Lidar) zur Detektion von Atmosphären gasen eingesetzt. Bei diesem Lidar kommen zwei Wellenlängen zur Untersuchung von Atmosphären gasen zum Einsatz. Es nutzt schmale Absorptionslinien oder breite Absorptionsbänder von Gasen. Die Wellenlängen werden so gewählt, dass eine besser absorbiert wird als die andere. Aus dieser Information wird der Absorptionskoeffizient bestimmt. Aus diesem kann in Kombination mit dem Absorptionsquerschnitt die Konzentration von Gasen oder Molekülen bestimmt werden. Ein Beispiel dieser Funktionsweise ist das Wasserdampf-DIAL WALES, welches ebenfalls den DELICAT-Laser nutzt. Aufgrund hoher Stabilität und spektraler Reinheit wird dieses Lidar zur Erforschung von Wasserdampf in der Atmosphäre eingesetzt. [10]

Bei der Untersuchung von Wind und Turbulenz werden Doppler-Lidar eingesetzt. Es wird in einem durch die Zeitauflösung der Datenerfassung definierten Volumen die Gesamtbewegung von Molekülen und Partikeln analysiert. Diese Lidar-Anwendung kann in zwei Arten unterteilt werden, das kohärente Doppler Lidar (coherent - CDL) und das direct-Detection Doppler-Lidar. Beide Systeme beruhen auf Frequenzänderungen durch Dopplerverschiebung (Erläuterung in Kap. Doppler Lidar). In der Strahlrichtung verschiebt die Dopplerverschiebung die zurückgestreute Frequenz zu höheren Frequenzen, wenn die Bewegung in Richtung des Lidars stattfindet. Die Frequenzverschiebungen sind dabei sehr gering und erfordern spezielle Messinstrumente. Das CDL nutzt Single-Mode-Strahlung und kohärente Detektion der zurückgestreuten Strahlung. Die Frequenzverschiebung wird über Überlagerung der Eingangs- und Ausgangsstrahlung ermittelt. Mit diesem Verfahren wird die Größe der Verschiebung ermittelt. Zur genaueren Analyse wird ein schmalbandiges Signal benötigt.

Das direct-Detection Doppler-Lidar kann sowohl Moleküle als auch Aerosole detektieren. Dabei ist dieses System deutlich komplexer. Die Frequenzverschiebung wird über schmalbandige Spektralfilter ermittelt. [11]

2.3 Doppler-Lidar

Doppler Effekt

Wenn Sender und Empfänger relativ zueinander in Bewegung sind, tritt eine Veränderung der Frequenz auf. Christian Doppler hat dieses Phänomen 1842 für das Licht von Doppelsternen entdeckt. Die Erklärung hierfür lieferte Doppler über ein Gedankenexperiment mit von fahrenden Booten hervorgerufenen Wellen. Der erste Nachweis für diesen Effekt gelang Christoph Buys Ballot 1845 für akustische Wellen mit Trompetern an und auf einem fahrenden Zug. Der Effekt gilt sowohl für akustische als auch für elektromagnetische Wellen und ist durch den akustischen Bereich im Alltag bekannt. Der Doppler Effekt wird im Doppler Wind Lidar genutzt und soll daher im Folgenden physikalisch erläutert werden.

Mit Kenntnis der exakten Lichtgeschwindigkeit in Vakuum und Luft ist über den Doppler Effekt eine genaue Geschwindigkeitsmessung möglich. Bei diesem Verfahren wird die Verschiebung der ausgesendeten Frequenz f_0 zur empfangenen Frequenz f_2 ausgewertet. Die aufgrund des Doppler Effekts auftretende Frequenzverschiebung wird im Folgenden berechnet.

Die detektierte Frequenz der Strahlung für einen sich mit der Geschwindigkeit v bewegendem Detektor liegt bei

$$f = f_0 \cdot \left(1 + \frac{v}{c}\right) \quad (6)$$

Die Geschwindigkeit v stellt die Bewegung des Detektors und des zu untersuchenden Objekts zueinander dar. Diese Geschwindigkeit bestimmt das Vorzeichen der Dopplerverschiebung Δf . Sich aufeinander zu bewegendem Detektor und Untersuchungsgegenstand ergeben eine positive Geschwindigkeit und erzeugen eine negative Dopplerverschiebung. In diesem Fall wird die Frequenz verringert. Steigt der Abstand zwischen Untersuchungsgegenstand und Detektor, entsteht positive Dopplerverschiebung und die Frequenz steigt.

$$\Delta f = f_1 - f_0 = f_0 \cdot \frac{v}{c} \quad (7)$$

Für das Doppler Lidar tritt der Doppler Effekt zwei Mal auf. Bei der Einstrahlung des Lichtes verhalten sich die Moleküle oder Partikel wie bewegte Empfänger. Die Frequenz wird daher von f_0 zu f_1 verschoben. Bei der Rückstreuung entsteht eine zweite Frequenzverschiebung zu f_2 . Hier sind die Moleküle und Partikel als bewegter Sender anzusehen. Nach der zweifachen Dopplerverschiebung wird die Frequenz beschrieben durch

$$f_2 = f_0 \cdot \left(1 + \frac{2 \cdot v}{c}\right) \quad (8)$$

Die Dopplerfrequenzverschiebung ist demnach:

$$\Delta f = f_2 - f_0 = 2 \cdot f_0 \cdot \frac{v}{c} \quad (9)$$

Mit der ausgesendeten Frequenz f_0 , der Lichtgeschwindigkeit $c=299792458$ m/s und dem Frequenzunterschied Δf kann auf diese Art die Bewegungsgeschwindigkeit der untersuchten Teilchen bestimmt werden.[10] [12]

Das zu messende Objekt muss dabei elektromagnetische Strahlung aussenden. Astronomische Objekte wie Sterne und Galaxien tun dies, bei Objekten in der Erdatmosphäre muss dies durch Beleuchtung hervorgerufen werden.

Doppler Wind Lidar

Unter dem Einsatz eines Lidar kann über den Doppler Effekt die Windgeschwindigkeit in der Atmosphäre bestimmt werden. Die Frequenzverschiebung ist in der Atmosphäre sehr gering und das zurückgestreute Signal sehr schwach. Bei einer Windgeschwindigkeit von 1 m/s liegt die Frequenzverschiebung für UV-Strahlung bei ca. 3 MHz. Aus diesem Grund ist bei diesen Messungen ein hoch genaues Messgerät erforderlich. Dabei gibt es verschiedene Möglichkeiten für das Detektieren des Windsignals.

Die Betrachtung der Geschwindigkeitsverteilung von Aerosolen und Molekülen zeigt die erforderliche Genauigkeit. Dargestellt ist diese Thematik in Abbildung 2. Das linke Spektrum zeigt dabei eine bodennahe Messung, bei der überwiegend Aerosole detektiert werden. Daher ist das Spektrum sehr schmalbandig. Das rechte Diagramm zeigt eine Messung in 10.000 m Höhe. Es werden hauptsächlich Moleküle detektiert, wodurch ein breites Spektrum entsteht.

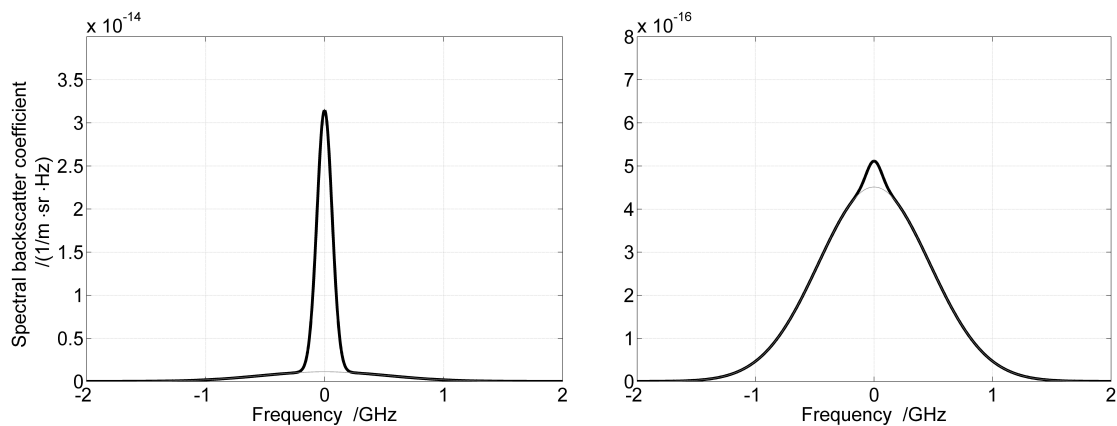


Abbildung 2: Rückstreuung Aerosole und Moleküle [1]

Die Dopplerverschiebung der zurückgestreuten Frequenz ist für Aerosole und Moleküle gleich groß. Aufgrund der spitzen Peaks ist die Frequenzverschiebung bei Aerosolen deutlich besser auszumachen. Gleichzeitig ist der Rückstreukoeffizient der Aerosole größer und besser zu detektieren. Die Geschwindigkeitsverteilung von Molekülen ist deutlich flacher. Dies ist auf die Tatsache zurückzuführen, dass Moleküle sich mit ihrer geringen Masse deutlich schneller bewegen als der Wind. So wird der Wind überlagert mit der zufälligen Bewegung der Moleküle. Aerosole dagegen bewegen sich aufgrund ihrer hohen Masse langsamer und weisen eine sehr schmale Geschwindigkeitsverteilung auf.

Während die vertikale Windgeschwindigkeit einfach durch ein vertikal messendes System ermittelt werden kann, fordert die Windgeschwindigkeitsmessung in horizontaler Richtung Messungen, die nicht exakt vertikal aufgenommen werden. Mit der Annahme einer homogenen Geschwindigkeitsverteilung in horizontaler Richtung und Messungen unter

einem Winkel zur Vertikalen kann durch verschiedene Scan-Techniken ein dreidimensionaler Geschwindigkeitsvektor erstellt werden. Als ein Beispiel ist die Velocity Azimut Display (VAD) Scan-Technik zur Ermittlung von Geschwindigkeitsvektoren zu nennen. Diese Technik ist durch einen konischen Scan mit der Spitze am Lidar charakterisiert. VAD bringt dabei mit vorgegebener Höhe bzw. Entfernung ein Geschwindigkeitssignal als Funktion des Azimut Winkels hervor. [9]

Die Art der Detektion unterteilt das Doppler-Wind-Lidar in Coherent- und Direct-Detection-Lidar.

Das kohärente Lidar nutzt neben dem gepulsten Laser, dessen Licht ausgestrahlt wird, einen Dauerstrahlaser im Empfänger. Das Eingangssignal wird mit dem Signal des zusätzlichen Lasers optisch auf einem Detektor überlagert.

Dieses Detektorsystem ist dabei unempfindlich auf Hintergrundstrahlung. Da diese Strahlung, wie z.B. aus Sonnenlicht, nicht kohärent ist und eine zufällige Verteilung der Phase aufweist. Ein Rauschen wird trotzdem in Form von Schrotrauschen detektiert. Gleichzeitig ist die kohärente Detektion auf schmale Bandweiten in der Rückstreuung von Aerosolen limitiert.

Für die Direct-Detection-Methode werden optische Bandpassfilter oder Interferometer zur spektralen Analyse eingesetzt. Dabei gibt es zwei bzw. drei Filtertechniken. Die erste beschriebene Filtertechnik ist die Double-Edge-Technik, welche zwei Bandpassfilter nutzt. Die beiden Filter sind symmetrisch um das Maximum der Spektrallinie platziert, sodass die maximalen Transmissionen der Filter an den Kanten (Edge) der Spektrallinie und damit am Wendepunkt angeordnet sind. Die Transmissionsignale der Filter werden einzeln detektiert. Die Signale weisen dabei Proportionalität zur Faltung der Filtertransmissionen und der Form des zurückgestreuten Lichtes auf. Die detektierten Signale zeigen bei einem Wind von Null theoretisch dasselbe Ergebnis. Bei einer Dopplerverschiebung, also einem Wind ungleich Null, ist danach ein Signal höher als das Andere. Diese Differenz wird dann genutzt um die Dopplerverschiebung zu bestimmen. Eine abgewandelte Variante der Double-Edge-Technik bildet die Single-Edge-Technik. Diese besteht aus nur einem Filter und wertet den Unterschied in der absoluten Intensität aus. Diese Technik findet Anwendung, wenn die Absorptionslinien in schmalen Bandbreiten in der Wellenlänge des Lasers auftreten.

Die Fringe-Imaging-Technik nutzt die räumliche Information von Interferenzmustern. Die Verschiebung beim Auftreten von Dopplerverschiebungen wird detektiert und ausgewertet. Zur bildlichen Darstellung der Interferenzmuster können Michelson-, Fabry-Perot- oder Fizeau-Interferometer zum Einsatz kommen. Die Verschiebung der durch Fabry-Perot-Interferometer entstehenden Interferenzringe ist dabei komplizierter in der Auswertung als die Verschiebung der Interferenzstreifen eines Fizeau-Interferometers. Letzteres wird beispielsweise für schmalbandige Rückstreuung von Aerosolen eingesetzt. Bei positiver Interferenz zeigen sich dabei deutliche Abweichungen des Interferenzmusters. Tritt eine Dopplerverschiebung auf, ändert sich der Ort der Interferenzmuster und

diese Verschiebung wird durch Detektoren aufgenommen. Der eingesetzte Detektor muss dabei verschiedene sensitive Bereiche und Pixelweise unterteilte räumliche Kanäle aufweisen [11]. Ein Anwendungsbeispiel dieser Technik ist der AEOLUS-Satellit[11].

Das in dieser Arbeit behandelte AEROLI-Lidar arbeitet mit der Fringe-Imaging-Technik. Dabei kommt ein Michelson-Interferometer zum Einsatz, bei welchem ein Spiegel verkippt ist. Durch die Verkipfung entstehen lineare Interferenzstreifen, die die Abbildung auf Zeilendetektoren ermöglichen. Mit dieser Technik ist die Anzahl der Detektoren sehr gering und das auftretende Rauschen ist, im Gegensatz zu der Abbildung auf Detektoren wie CCD-Arrays, sehr gering. Eine genauere Erläuterung dieses Systems folgt in Kapitel 2.4.3.

2.4 AEROLI-Lidar

Das AEROLI-Lidar verwendet den erprobten DELICAT Laser. Zusätzlich wird für die Frequenzkonversion, der infraroten Strahlung zu ultravioletter Strahlung, eine Frequenzverdopplung und eine Frequenzverdreifung durchgeführt. Den Hauptteil des Receivers bildet ein Michelson-Interferometer, welches Frequenzverschiebungen als verschobene Interferenzmuster darstellt. Diese werden im Receiver weiter ausgewertet und es kann eine Frequenzverschiebung detektiert und bestimmt werden.

2.4.1 DELICAT-Laser

Der Nd:YAG-Laser ist ein Festkörperlaser mit Neodym-dotiertem Yttrium-Aluminium-Granat-Kristall als Lasermedium. Dieser Laser ist nach dem Master-Oscillator-Power-Amplifier Prinzip aufgebaut. In diesem Prinzip wird in einem Master-Laser Strahlung erzeugt, welche dann in ihrer Leistung verstärkt wird.

Nicht planarer Ring Oszillator

Der Laser erzeugt im monolithisch-intrinsisch laufenden Oszillator einmodige 1064 nm Pulse mit FWHM 7,7 ns, 4 kHz und 150 mW.

Dabei handelt es sich um den Mephisto-Q der Firma *Coherent*. Der YAG-Kristall ist in diesem Aufbau gleichzeitig der Resonator und das Pumpmedium des Lasers.

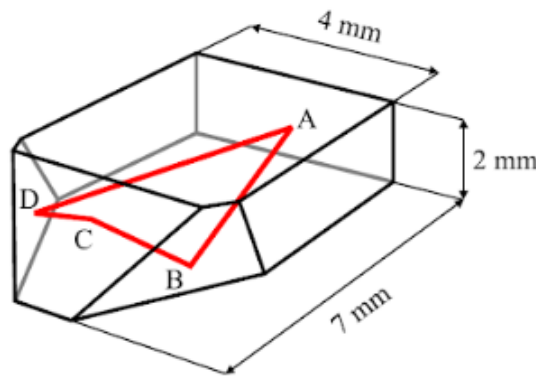


Abbildung 3: Aufbau eines nicht planaren Ring-Oszillators[2]

Die Frontseite ist von außen für die Pumpwellenlänge Anti-Reflexions-beschichtet und stellt von innen den Auskoppelspiegel für die Laserwellenlänge 1064 nm dar. Intern kommt es durch Totalreflexion zu einem geschlossenen Umlaufpfad, der in Abbildung 3 dargestellt ist. Der Kristall-Oszillator wird von unten temperaturgeregelt. Mit dem thermoelectric cooling (TEC) wird die grundsätzliche Wellenlänge bestimmt. Die Kristalltemperatur ändert über den Temperaturkoeffizienten von 3,68 GHz/K aus mehreren Gründen die Laserfrequenz[13]. Eine Temperaturerhöhung ruft eine Ausdehnung des Kristalls hervor, wodurch die Resonatorlänge verändert wird. Gleichzeitig tritt eine temperaturabhängige Änderung des Brechungsindex auf. Der dritte und geringste Einfluss

einer Temperaturänderung auf die Laserfrequenz, ist eine minimal Änderung in der Gain-Kurve des Nd:YAG. Die notwendige Leistung zur Produktion eines Laserpulses verändert sich. Zur genauen Definition der Wellenlänge wird der Kristall über einen mittels O-Ring oberhalb gelagerten Piezokristall mechanisch stimuliert. Hierbei tritt die Frequenzänderung aufgrund von Verspannungen im Kristall auf. Diese rufen Doppelbrechung hervor, welche wiederum eine Resonatorlängenänderung bedingt. Die im Oszillator absorbierte Pumpstrahlung stammt von Laserdioden der Wellenlänge 808 nm, welche ebenfalls Temperaturregeln sind und mittels eingegebenen Stroms in ihrer Leistung reguliert werden. Dabei tritt eine für effektives Pumpen notwendige Überlappung des Pumpspektrums und des Absorptionsspektrums des Kristalls auf. Die Frontfläche des Laserkristalls weist dabei auch die Funktion eines Polarisationsfilters auf. Bei verschiedenen eintreffenden Polarisierungen ist die Transmission unterschiedlich hoch. Daraus resultierend sind die Resonatorverluste abhängig von der Umlaufrichtung des Laserstrahls im Kristall. Zur Regulierung der Umlaufrichtung wird ein starker Magnet in den Aufbau eingebracht, welcher durch Faraday-Rotation die Ausbreitungsrichtung der Strahlung beeinflusst [2]. Dadurch wird gleichzeitig die Polarisation beeinflusst und das austretende Licht ist elliptisch polarisiert. Durch saturable Absorber am Austrittsspiegel wird die Laserleistung aufgebaut und der Puls entsteht. Dabei ist eine exakte Bestimmung des Puls-Zeitpunkt nicht möglich.

Ein Teil der Strahlung wird nach dem Auskoppeln frequenzverdoppelt und über eine Iod-Dampfzelle gelockt. Mit einem Lock-In Verfahren wird die Frequenz über den Piezokristall auf die Frequenz einer Iod-Absorptionslinie geregelt[13].

Durch den monolithischen Aufbau, aus einem einzelnen Kristall, ist die optische Resonatorstabilität sehr hoch. Daraus entsteht eine ebenfalls hohe Frequenz- und Leistungsstabilität.

Verstärkerkette

Der Hauptteil der Strahlung wird mit einer drei-Phasen-Verstärker-Kette verstärkt, sodass die gewünschte Leistung erreicht wird. Der erste Verstärker wird als Vorverstärker genutzt, welcher polarisationsgekoppelt ist und doppelt durchlaufen wird. Der Verstärker besteht aus einem 3 mm 0,9 % Nd Stab. Nach dem ersten Durchlauf passt ein Faraday-Rotator die Polarisation an. Die Verstärkerkette ist mit 100 Hz Diodengepumpt und über eine Phasenregelschleife synchronisiert. Die Verstärkung nach dem zweiten Durchlauf der ersten Verstärkerstufe liegt bei 10^4 .

In jeder Verstärkerkammer erzeugen 60 Laserdioden mit 65 A jeweils 5 kW optische Leistung. Die Dioden erzeugen quasi- kontinuierliche 808 nm Strahlung. Die in den Hauptverstärkerstrang eintretenden Leistung wird über eine motorisierte $\lambda/2$ -Platte stufenlos geregelt. Darüber wird die endgültig austretende Leistung reguliert.

Die beiden Hauptverstärker bestehen jeweils aus einem 6x110 mm 0,5 % Nd Stab. Die Gesamtverstärkung bringt eine Austrittsenergie von über 400 mJ. Zur Vermeidung von Doppelbrechung ist zwischen den Verstärkern ein 90° Polarisator eingebracht. Außerdem sorgen zwei Teleskope und mehrere Spiegel dafür den Aufbau kompakt zu halten. Abbildung 4 zeigt den beschriebenen Aufbau des Oszillators und der Verstärkerkette, sowie den groben Aufbau der im Folgenden dargestellten Frequenzkonversion.

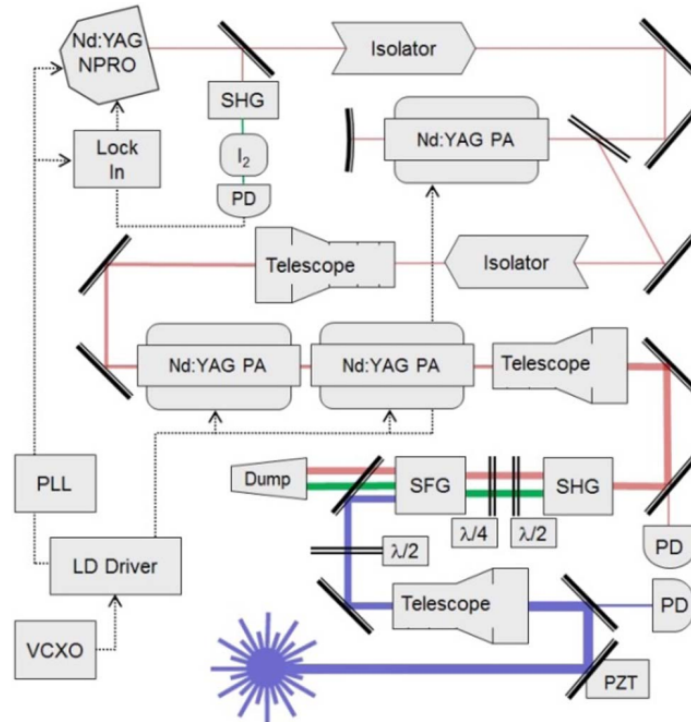


Abbildung 4: Aufbau DELICAT Laser [3]

2.4.2 Frequenzkonversion

Diese Infrarot-Strahlung wird in einen KTP (Kaliumtitanylphosphat) Kristall von 10 mm Länge eingebracht und darüber Frequenzverdoppelt. Dieser Vorgang wird Second Harmony Generation genannt. Bei dem Einbringen von Strahlung in einen nichtlinearen Kristall wird dieser zum Oszillieren mit der doppelten Eingangswellenlänge angeregt. Daraus entsteht zusätzlich zur ersten Lichtwelle eine zweite mit verdoppelter Frequenz. Der gewählte KTP Kristall weist dabei eine hohe Umwandlungsgüte aufgrund starker Nichtlinearität auf. Durch die exakte Einstellung des Winkels und der Kristall-Temperatur (80°C) wird Phasen-Matching der IR-Strahlung (1064 nm) und der entstandenen grünen Strahlung (532 nm) durchgeführt. Diese Anpassung der Phasen ist notwendig, da zu Frequenzverdopplung mit maximaler Intensität die Phasengeschwindigkeiten aneinander angepasst sein müssen. Dabei wird die Polarisation des Strahls elliptisch, $\lambda/2$ - und $\lambda/4$ -Platten erzeugen wieder eine lineare Polarisation.

Die erzeugte Strahlung der Wellenlängen 1064 nm und 532 nm wird nun zur Frequenzverdreifung in einen BBO (Bariummetaborat) Kristall eingebracht. Es entsteht die benötigte 355 nm UV-Strahlung. Hier wird das Phasen-Matching über einen zwei-Achen verstellbaren Piezo-Kristall herbeigeführt. Nach diesem Aufbau wird durch einen Strahlteiler die 1064 nm und 532 nm Strahlung in einen Strahlsumpf geleitet, welcher die Strahlung in Wärme umwandelt. Theoretisch soll hier nur die UV-Strahlung reflektiert und damit weiter im System geführt werden. Praktisch wird aber ein kleiner Teil der

unerwünschten Strahlung ebenfalls reflektiert. Dieser Teil wird nach eine $\lambda/2$ -Platte zur Anpassung der Polarisierung wieder über zwei weitere Strahlteiler in einen Strahlsumpf geleitet. Die UV-Strahlung wird zum größten Teil an dem zweiten der drei Strahlteiler reflektiert und im System weiter geleitet. Der High-Power Strahl wird durch ein Galilei-Teleskop auf einen Durchmesser von 13 mm mit einem Divergenzwinkel von $150 \mu\text{rad}$ ($M^2 = 4,3$) aufgeweitet und zur Messung ausgesendet. Der restliche Teil der UV-Strahlung wird mit dem letzten Strahlteiler in eine Faserkopplung geleitet. Der beschriebene Aufbau der Frequenzkonversion ist in Abbildung 5 detailliert dargestellt.

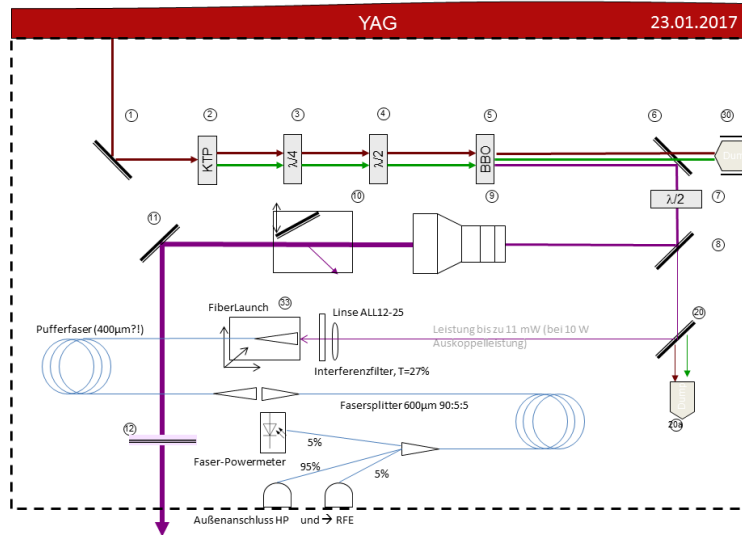


Abbildung 5: Aufbau Frequenzkonversion

Das gesamte System ist in zwei Ebenen aufgeteilt. In der oberen Ebene befindet sich der optische Aufbau mit den beschriebenen und in Abbildung 4 dargestellten Elementen. Die untere Ebene beinhaltet das Kühlsystem und die Stromversorgung. Wird die volle Ausgangsleistung genutzt, liegt der Verbrauch bei 800 elektrischer Leistung.[3]

Gemeinsamer Sender und Empfänger Strahlengang

Nach dem Austritt aus dem Laser wird die UV-Strahlung in eine Strahlführung eingebracht, welche die Strahlung in die Atmosphäre und damit den untersuchten Raum leitet. Dabei ist das Gesamtsystem monostatisch und der Spiegel, durch welchen die Ausgangsstrahlung austritt, ist überlagert mit dem zweiten Receiverspiegel. Entsprechend ist ab bzw. bis zu diesem Spiegel der Weg der Eingangs- und Ausgangsstrahlung identisch. Der zweite Spiegel des Receivers gleichzeitig den zweiten Spiegel des Empfängerteleskops. Letzteres definiert das Empfängersichtfeld.

Innerhalb dieses Systems wird der genaue Strahlengang über einen motorisierten Spiegel so ausgerichtet und optimiert, dass er in das Empfängersichtfeld eintritt.

Das Lidar wird sowohl erdgestützt, als auch flugzeuggetragen eingesetzt. Im flugzeuggetragenen Einsatz wird der gemeinsame Strahlverlauf des Eingangs- und Ausgangssignals

über verschiedene Spiegel so geleitet, dass es aus dem Flugzeug raus und in Flugrichtung zeigt. Dabei kommen unter anderem zwei motorisierte Spiegel zum Einsatz, die Bewegung der Strahlen um $2,5^\circ$ in vertikaler und 1° in horizontaler Richtung ermöglichen.

2.4.3 Receiver

Der Receiver des AEROLI-Lidars besteht aus zwei Teilen und ist in Abbildung 6 dargestellt. Der vordere Teil beinhaltet das Newton-Teleskop, welches mit einem 150 mm Primärspiegel arbeitet. Der hintere Teil beinhaltet ein Michelson Interferometer zum Erzeugen der Interferenzstreifen. Die Aufgabe des Teleskops ist es, die zurückgestreute Strahlung zu sammeln und über eine Linse zu bündeln. Die Strahlung wird über einen Interferenzfilter, zur Unterdrückung von Hintergrundstrahlung, in eine $600\ \mu\text{m}$ Faser (OF_S) eingebracht. In einem Faserkoppler wird die detektierte Strahlung mit der Strahlung aus dem DELCAT-Laser zusammengebracht. Die Strahlung aus dem Laser dient dabei als Referenz(OF_R).

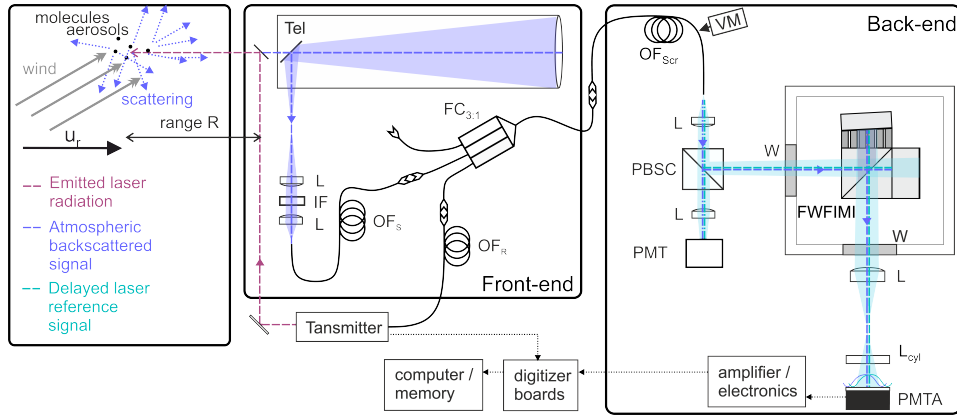


Abbildung 6: Aufbau AEROLI-Empfänger[4]

Über eine Faser mit quadratischem Kern ($600\mu\text{m}$ Kantenlänge) wird die Strahlung in den zweiten Teil des Empfängers gebracht. Die Strahlung wird über einen Polarisationsstrahlteiler aufgeteilt, der p-polarisierte Anteil (50 %) wird in einen Photomultiplier eingebracht und zur Kalibrierung und Ausrichtung genutzt. Die Polarisationsanteile sind notwendig, da für das Michelson-Interferometer s-Polarisation benötigt wird, um einen ausreichenden Kontrast darzustellen. Die s-polarisierte Strahlung wird über ein Fenster in das Michelson-Interferometer (FWFIMI = filed wide, fringe image Michelson-Interferometer) eingebracht. In temperaturgeregelter Umgebung besteht das FWFIMI aus einem kubischen Strahlteiler, einem Luft- und einem Glasarm. Bis hier entspricht dies einem klassischen Michelson Interferometer. Dieses macht aus, dass die eingebrachte Strahlung in zwei Arme aufgeteilt wird. Diese unterscheiden sich dann entweder in der Länge oder im Material. Dadurch entstehen Verzögerungen der Teilstrahlen zueinander, wodurch bei erneuter Überlagerung der Teilstrahlen Interferenzmaxima auftreten. Die

Interferenzmaxima sind dabei Wellenlängenabhängig, sodass mittels dieser Maxima Wellenlängenmessungen möglich sind.[12] Der Luftarm (1) im verwendeten Interferometer ist 11 mm lang, hier wird ein um 2° geneigter Spiegel eingesetzt, der über Abstandshalter positioniert ist. Der Strahlteiler, der Luftarm und der 16 mm Glasarm (2) sind optisch verbunden und bilden damit einen monolithischen Aufbau der in Abbildung 7 links dargestellt ist. Das Interferometer ist für den freien Spektralbereich optimiert, welcher für die Kombination von Aerosolen und Molekülen bei 10,6 GHz liegt.

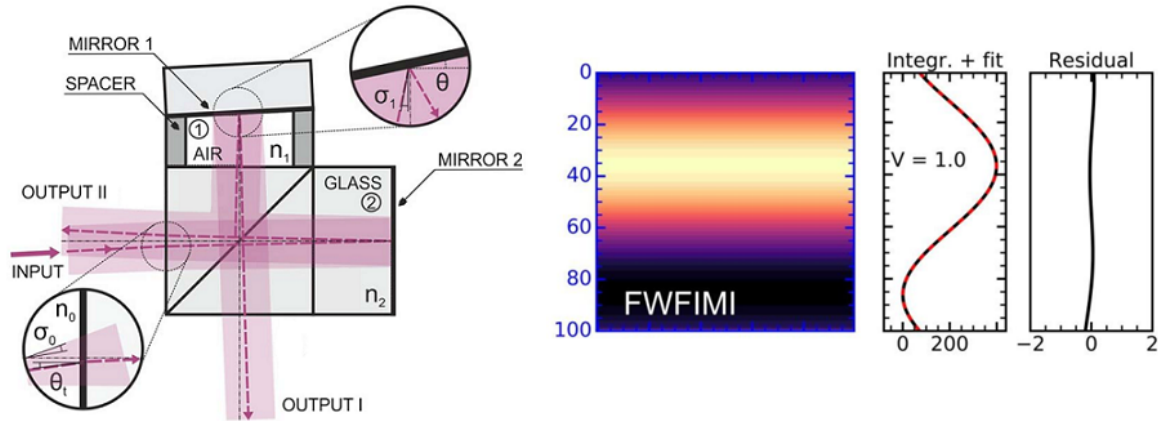


Abbildung 7: Links: Aufbau Michelson-Interferometer. Quelle:[5]. Rechts: Darstellung eines Interferenzstreifens des FWFIMI mit der Integration und der Abweichung. Quelle:[6]

Die Abbildung des Interferenzmusters erfolgt mit einer zylindrischen Linse auf eine Anordnung von 16 linearen Photomultipliern. Dabei soll eine Periode der Interferenzstreifen abgebildet werden. Abbildung 7 zeigt, auf der rechten Seite, die Darstellung eines Interferenzstreifens mit der Integration des Signals. Für jede Messung wird das Atmosphären Signal, das Referenzsignal des Lasers und ein Hintergrundsignal gespeichert. Damit können Fehler, die schon durch den Aufbau des Systems entstehen rechnerisch beseitigt werden. Die Kosinus-Form wird durch die Verrechnung des Interferenzstreifens mit der Beleuchtungsfunktion erzielt. [5]

Aufgrund von Ungenauigkeiten der optischen Oberflächen des FWFIMI ist diese Korrektur des Interferenzmusters über eine Beleuchtungsfunktion notwendig. Die Beleuchtungsfunktion hat großen Einfluss auf die Form des Interferenzmusters. Daher ist es notwendig, die Beleuchtungsfunktion des Interferometers genau zu bestimmen. Zu diesem Zweck muss der gesamte Spektralbereich gleichmäßig beleuchtet werden. Die optimale, gleichmäßige Beleuchtung über eine, theoretisch für diesen Zweck ideale, inkohärente Weißlichtquelle ist nicht gelungen. Daher wird zur Bestimmung der Beleuchtungsfunktion ein Frequenz-Scan mithilfe des DELICAT-Lasers durchgeführt. In dieser Arbeit soll der Frequenz-Scan in Form von Frequenzrampen charakterisiert und optimiert werden. Die Charakterisierung soll es ermöglichen ohne ein zusätzliches Vermessen der Laser-Strahlung einen Frequenz-Scan durchzuführen.[4]

3 Versuchsanordnung

3.1 Ziele

Zur Anwendung des Doppler-Wind-Lidar AEROLI ist die Ermittlung der Beleuchtungsfunktion notwendig. Die Beleuchtungsfunktion beschreibt die Intensitätsverteilung auf dem Detektor ohne ein Interferenzsignal. Zur Ermittlung der Beleuchtungsfunktion wäre eine inkohärente Strahlungsquelle optimal. Diese müsste gleichzeitig den gesamten Detektorbereich gleichmäßig bestrahlen. Die bisherige Beleuchtung mittels LEDs erwies sich als nicht zuverlässig. Trotz des Einsatzes einer Scrambling-Faser für LEDs und Laserweg, bleiben Unterschiede in der Beleuchtung. Aus diesem Grund wird nun die Frequenz des Lasers über eine Temperaturänderung als Rampe genutzt. Eine Rampe beschreibt dabei die zeitliche Veränderung der Frequenz. Diese Änderung wird durch die Änderung der Kristall-Temperatur hervorgerufen. Diese wird wiederum über die Eingangsspannung der thermoelektrischen Kühlung definiert. Um die Beleuchtung auf der gesamten Detektorbreite darzustellen wird im Ultravioletten eine Frequenzdifferenz von 10 GHz erzeugt. Dies entspricht aufgrund der Verdreifachung im System einer Frequenzdifferenz von 3,33 GHz im Infraroten Bereich.

Das Ziel der Messungen ist die Charakterisierung des Frequenzverhaltens als Funktion der Temperatur im NPRO. Dafür sollen die optimale Durchlaufzeit der Temperatur und der Temperaturkoeffizient bestimmt werden. Weiter wird die Stabilität des Lasers analysiert und damit einhergehend das Messgerät. Die Charakterisierung der linearen Frequenzänderung mit verschiedenen Änderungsraten, soll auf Genauigkeit und Reproduzierbarkeit untersucht werden. Das letztliche Ziel ist es die Beleuchtung des Interferometers, zur Bestimmung der Beleuchtungsfunktion, ohne eine zusätzliche Messung der Frequenz durchzuführen.

3.2 Aufbau

Der Versuchsaufbau ist in Abbildung 8 dargestellt und besteht im wesentlichen aus einem Funktionsgenerator für die spannungsgesteuerte Temperaturänderung, dem Laser, dem Wavemeter und der Datenverarbeitung. Zusätzlich kommt ein Verstärker und ein Helium-Neon-Laser als Referenz zum Einsatz. Die in Kap. 2.2.2 beschriebene Faserkopplung dient in dem Aufbau dazu, die Strahlung des Lasers in das Wavemeter einzubringen. Die Temperaturregelung des Laserkristalls erfolgt über eine Variation der Spannungseingabe. Über die Temperatur wird wiederum die Frequenz des Lasers bestimmt. An Stelle der regulären Spannungseingabe wird in diesem Aufbau ein Funktionsgenerator verwendet. Zum Erreichen der gewünschten Amplitude von 20 V wird ein Verstärker zur Spannungsverdopplung zwischengeschaltet.

Der Spannungsbereich liegt dann bei ± 10 V.

Über eine Spannungsänderung wird die Temperatur im Oszillator in einem direkten Verhältnis verändert. Als Formen des Funktionsgenerators werden Rechteckpulse und Kipp-schwingungen sowie eine Signal-Funktion der Form Rampe-konstant-Rampe verwendet. Durch die Temperaturänderung wird eine Änderung der Laserfrequenz hervorgerufen. Mittels Faserkopplung wird die Strahlung mit 1064 nm/281,62 THz in eine Single-Mode-Faser eingekoppelt und über diese in das Wavemeter eingebracht.

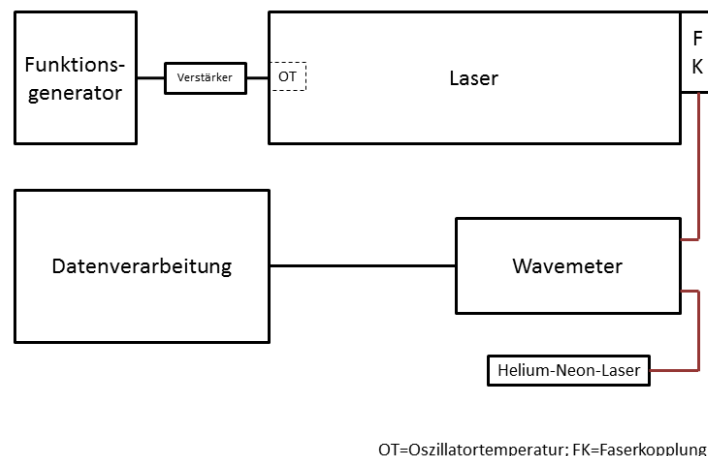


Abbildung 8: Versuchsaufbau

Das Wavemeter verarbeitet die eingebrachte Strahlung mit fünf Fizeau-Interferometern. Gleichzeitig findet eine Kalibration der Interferometer mittels Helium-Neon-Laser statt. Der Helium-Neon-Laser wird als Referenzlaser eingesetzt, da dieser aufgrund der Energieniveaus von Helium und Neon, eine absolute Frequenz aufweist. Die Daten des Wavemeters werden über ein zugehöriges Programm der Firma *High Finesse* auf den Labor-PC übertragen und an ein zweites Auswertungsprogramm übertragen. Dabei dient das zugehörige Programm vorrangig der Kalibrierung und der Überprüfung der eingehenden Leistung über das Interferogramm. Das zusätzliche *Labview IV* Programm nimmt die Frequenzdaten und die Temperatur im Wavemeter auf.

3.3 Faserkopplung

Lichtwellenleiter bzw. (Glas-)Fasern finden ein breites Anwendungsgebiet in der Nachrichtenübertragung. Dazu kommt der Einsatz im Bereich der Laseroptik, z.B. bei Faserlasern. Ein weiteres, in dieser Arbeit betrachtetes Einsatzgebiet, ist die Übertragung eines Signals aus einem Freistrahlsystem an ein außerhalb liegendes Messgerät. Letzteres ist der Fall in dieser Arbeit. Zur Vermessung der Laserfrequenz mit einem Wavelengthmeter muss die Laserstrahlung in eine Faser eingebracht werden. Für die Einkopplung ist neben dem freien Laserstrahl und der Faser ein optisches System zur Anpassung des Freistrahls an die Fasercharakteristika notwendig. Zur Erläuterung erfolgt eine Erklärung von Fasern im Allgemeinen, den einkoppelrelevanten Parametern und verschiedener Einkoppelsysteme. Zum Abschluss des Kapitels wird die in dieser Arbeit verwendete Einkopplung betrachtet.

3.3.1 Fasern

Der grundsätzliche Aufbau von Lichtwellenleiter bzw. Fasern besteht aus Mantel und Kern. Dabei sind die Materialien der beiden Komponenten mit einem geringen Unterschied ihrer Brechungsindizes gewählt. Als Materialien stehen Quarzglas und Polymere zur Verfügung. Der Brechungsindex des Mantelmaterials ist in einem Bereich von 0,3% kleiner als der des Kerns. Die erste Unterscheidung der Fasern besteht in der Größe des Kerns. Dieser kann einen Durchmesser zwischen μm und mm annehmen, durch diese Größe findet eine Unterscheidung in Mono- und Multimodefasern statt. Der Kerndurchmesser von Monomodefasern ist dabei so gering, dass sich nur eine transversale Mode, die Grundmode, des eingegebenen Signals in der Faser ausbreiten kann. Multimodefasern lassen die Ausbreitung beliebig vieler Moden, neben der Grundmode auch höhere Moden, zu. Bei beiden Fasertypen geschieht die Ausbreitung aufgrund von Totalreflexion. Die Differenz der Brechungsindizes bewirkt unter bestimmten Winkeln Totalreflexion und damit eine Ausbreitung der eingebrachten Strahlung. Eine weitere Unterscheidung erfolgt über den Verlauf des Brechungsindex in Stufen- oder Gradientenindexfaser. Stufenindexfasern weisen eine abrupte Änderung des Brechungsindex zwischen Kern und Mantel auf. Die Brechungsindexänderung bei Gradientenindexfasern verläuft parabelförmig. Dadurch ändert sich auch die Art der Ausbreitung. Während die Strahlung in Stufenindexfasern am Übergang zwischen Kern und Mantel abrupt abgelenkt wird, entsteht in Gradientenindexfasern aufgrund des geringeren Unterschieds zwischen den Brechungsindizes am Kern-Mantelübergang eine sinusförmige Ausbreitung.

Diese Differenzierung findet hauptsächlich für Multimodefasern Anwendung, da Monomodefaser typischerweise Stufenindexfasern sind. Durch Einbringung von besonderen Strukturen oder Dotierungsprofilen in Monomodefasern lassen sich bestimmte Eigenschaften gezielt manipulieren. Es besteht die Möglichkeit polarisationserhaltende, dispersionskompensierende oder biegeunempfindliche Monomodefasern herzustellen. Aufgrund ihrer namengebenden Eigenschaften übertragen Monomodefasern ein relativ störfreies Signal. Bei Multimodefasern treten gerade bei langen Übertragungswegen durch

unterschiedliche Wege der Moden, starke Signalverfälschungen auf. Für eine optimale Übertragung ist die Einbringung der Strahlung in die Faser relevant, essentiell für diesen Aspekt ist der Akzeptanzwinkel. Nur Strahlung, welche innerhalb dieses Winkels in die Faser eintritt, wird durch die Faser geleitet. Strahlung, die unter größeren Winkeln einfällt, geht verloren.[14]

Für Stufenindexfasern gilt für den maximalen Akzeptanzwinkel:

$$\theta_{max} = \arcsin\left(\frac{1}{n_0} \cdot \sqrt{n_K^2 - n_M^2}\right) \quad (10)$$

Daraus ergibt sich die numerische Apertur zu:

$$NA = \sin(\theta_{max}) = \sqrt{n_K^2 - n_M^2} \quad (11)$$

Die Modenstruktur innerhalb einer Faser wird mittels Maxwell-Gleichungen bestimmt. Charakteristisch ist hier die normierte Frequenz, auch bezeichnet als V-Zahl.

$$V = \frac{d_K \cdot \pi}{\lambda_0} \sqrt{n_K^2 - n_M^2} = \frac{d_K \pi}{\lambda_0} \cdot NA \quad (12)$$

Da für die Gewährleistung des Monomode Betriebs der Wert für die V-Zahl kleiner als 2,405 sein muss, berechnet sich die Grenzwellenlänge hierbei durch:

$$\lambda_{cutoff} = \frac{d_K \cdot \pi \cdot NA}{2,405} \quad (13)$$

n_0 = Brechungsindex Umgebung für Luft =1, Mantel, d_K = Kerndurchmesser, n_K = Brechungsindex Kern, n_M = Brechungsindex Mantel

Eine weitere für Monomodefaser charakteristische Größe ist der Modenfelddurchmesser (MFD). Die sich in Monomodefaser ausbreitende Mode ist die gaußförmige LP_{01} Mode. Bei dieser Form nimmt die Intensität radial exponentiell ab. Der MFD gibt dabei den Abstand an, an welchem die Intensität auf e^{-2} abgesunken ist. Dabei ist der MFD stets größer als der Kerndurchmesser. Damit ist erkennbar, dass die Ausbreitung der Strahlung in Monomodefaser auch außerhalb des Kerns stattfindet[12].

3.3.2 Faserkopplung

Die Einkopplung von Strahlung in eine Faser erfordert die Betrachtung verschiedener Parameter. Dabei ist die Wahl der Faserart entscheidend für den Einsatzzweck der Einkopplung. Es wird die Einkopplung von Strahlung in eine Monomodefaser mit dem Ziel der Frequenzbestimmung betrachtet. Diese gestaltet sich aufgrund des kleineren Divergenzwinkel und dem geringen Kerndurchmesser schwieriger als die Einkopplung in Multimodefaser.

Für Monomodefaser werden als charakteristische Parameter angegeben: Wellenlängenbereich, Grenzwellenlänge, MFD, Dämpfung, NA, Einfügungsverlust, Rückgabeverlust und die Zerstörschwelle.

Die ersten relevanten Auswahlparameter sind Wellenlängenbereich und Grenzwellenlänge. Die zur Einkopplung genutzte Wellenlänge muss im angegebenen Bereich und nicht bei oder unterhalb der Grenzwellenlänge der Faser liegen. Über die Zerstörschwelle, den Modenfelddurchmesser und die Numerische Apertur erfolgt die Berechnung bzw. Auswahl des Einkoppelsystems. Dabei soll zur Einbringung von möglichst viel Leistung die Strahlung so fokussiert werden, dass der Fokussierungswinkel kleiner ist als der Akzeptanzwinkel (Gleichung 18) und der Strahldurchmesser bei Eintritt in die Faser kleiner als der MFD. In diesem Fall geht keine Strahlung „verloren“ und die gesamte Leistung wird eingekoppelt. Gleichzeitig erfolgt eine Betrachtung der Zerstörschwelle, die die Leistungsdichte angibt, bei welcher Schäden an der Fasergrenzfläche entstehen können. Um diesen Fall zu verhindern, kann die Strahlung durch Filter abgeschwächt werden. Eine andere Möglichkeit besteht darin die Optiken so zu positionieren, dass der Strahlfokus innerhalb der Faser liegt und so die maximale Leistungsdichte nicht an der Fasergrenzfläche auftritt. Dieser Aufbau, bei welchem der Strahlfokus nicht auf dem Faserende liegt, ist wesentlich unempfindlicher auf Bewegungen der Faser. Gleichzeitig tritt das Risiko von Mantelmoden auf, die entstehen können, wenn neben dem Faserkern auch in den Mantel Strahlung eintritt. In diesem Fall wird nicht die gesamte Leistung genutzt. Bei der im Folgenden beschriebenen Faserkopplung ist der Leistungsverlust nicht kritisch, da insgesamt viel Leistung zur Verfügung steht.

Neben den unvermeidlichen Verlusten durch Dämpfung, Einfügen und Faseraustritt, die durch die Faser definiert sind, können verschiedene andere Verluste und Fehler auftreten. Dazu zählen optische und Leistungsverluste. Wird der Strahldurchmesser beim Eintritt in die Faser größer gewählt als der MFD, können Mantelmoden entstehen. Optische Verluste, wie Bildübertragungsfehler, werden hier nicht weiter betrachtet, da diese für die gewünschte Anwendung irrelevant sind und das Augenmerk hier rein auf die Leistung und die Frequenz gelegt wird.

In den meisten Fällen werden Mehrlinsensysteme zur Einkopplung genutzt. Bei Herstellern von optischen Komponenten ist es möglich fertige Einkoppelsysteme zu erwerben. Diese Systeme bringen bei entsprechender Kombination von Parametern des Einkoppelsystems und der Strahlung die gewünschten Ergebnisse für die Einkopplung. Im Folgenden wird die Einkopplung in eine Monomodefaser mit einem System aus einer Einzellinse erläutert.

Die Faserkopplung koppelt 1064 nm Strahlung in eine Monomodefaser ein. Die eingekoppelte Strahlung wird dazu genutzt die Laserfrequenz zu bestimmen. Messungen der Laserfrequenz sollen erfolgen, um lineare Frequenzänderungen zu charakterisieren. Für die Positionierung wurde ungenutzte Strahlung in Ihrer Leistung vermessen und ein Aufbau an den Laser angebaut. Der Aufbau mit den im folgenden erläuterten optischen Komponenten ist in Abbildung 9 abgebildet. Der Spiegel wird zum Umlenken des Laserstrahls eingesetzt. Es folgt eine Berechnung und Erläuterung der aufgebauten Faserkopplung. Die spezifischen Parameter der Faser und des Laserstrahls werden in Tabelle 1 und 2 dargestellt. Die Einkopplung erfolgt mit Reststrahlung an Position 20a, dargestellt in Abbildung 5 in Kapitel 2.4.2.

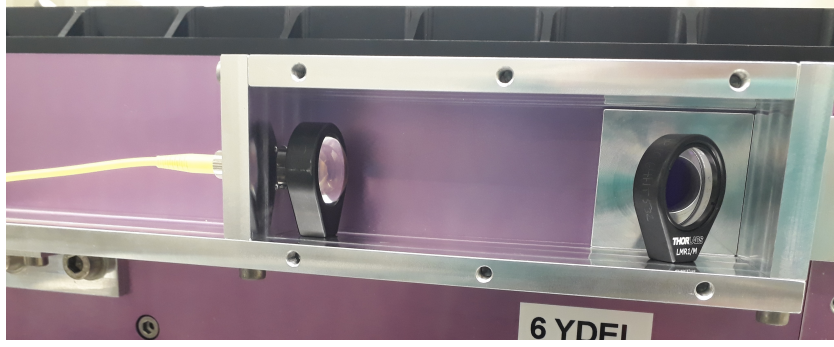


Abbildung 9: Aufbau am Laser mit Spiegel und Linse

Tabelle 1: Parameter Monomodefaser der Firma *Thorlabs*. Der MFD wird im Folgenden als $6 \mu\text{m}$ angenommen. LIDT (Laser Induces Damage Threshold) ist die Zerstörschwelle und damit die Leistungsdichte, ab welcher Beschädigungen an der Fasergrenzfläche auftreten können.

MFD @ 980 nm	Numerische Apertur	LIDT / $\frac{\text{GW}}{\text{cm}^2}$ @10 ns Pulsed
$5.3 - 6.4 \mu\text{m}$	0,13 – 0,15	1

Tabelle 2: Parameter der Laserpulse. Die Leistung beschreibt dabei die maximale, zeitlich gemittelte Leistung

Durchmesser /mm	Pulslänge /ns	Frequenz /Hz	Divergenzwinkel /mrad	Leistung /W
6	7,7	100	50	0,5

Die eingesetzte Linse ist eine plan-konvexe sphärische Linse mit einer Brennweite von 30 mm.

In dem gegebenen Fall kann davon ausgegangen werden, dass der Abstand zum Fokus $z_r \gg a - f$ ist und entsprechend gilt:

$$\omega'_0 = \frac{\lambda f}{\pi \omega_0} \text{ und } a' = -f$$

a = Abstand zum Fokus, f = Brennweite der Linse, a' = neuer Abstand zum Fokus, λ = Wellenlänge, ω_0 = Fokusradius

Damit ergibt sich der Fokusradius hinter der Linse mit $f=30 \text{ mm}$ zu $\omega'_0 = 3,39 \mu\text{m}$. Die Leistungsdichte im Fokus beträgt dann $1,80 \text{ TW}/(\text{cm}^2)$ (Berechnungsprinzip s. Formel 15 und 16). Damit liegt der Fokusbereich nur leicht über dem MFD und die Einkopplung sollte relativ geringe Verluste aufweisen. Um eine Beschädigung der Faser zu vermeiden, können Neutral-Dichte-Filter verwendet werden. Außerdem ist eine Verschiebung der Faser aus dem Fokus eine Möglichkeit die maximale Leistungsdichte nicht zu überschreiten. Abbildung 10 zeigt den Strahlverlauf anhand von Randstrahlen, bei einem in der Faser liegenden Fokus.

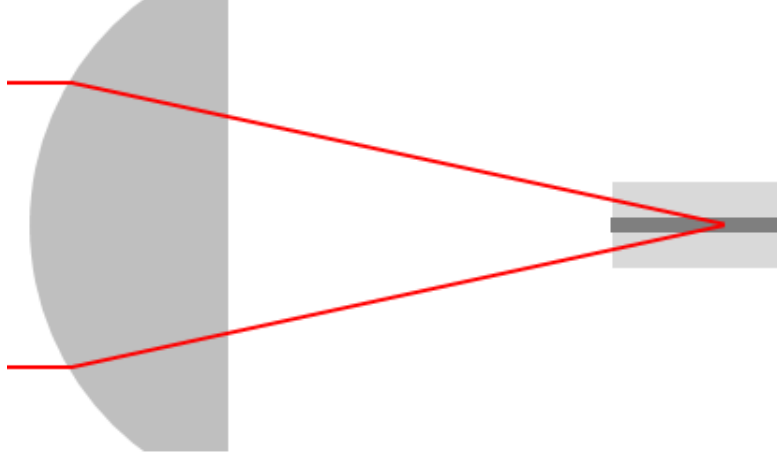


Abbildung 10: Darstellung der Strahleinbringung in die Faser. Rot = Randstrahlen der Laserstrahlung, Links: Linse, Rechts: hell = Fasermantel; dunkel = Faserkern

Der maximale Strahlradius ω_{max} zur Einhaltung der Zerstörschwelle berechnet sich aus der maximalen Leistung pro Puls und der Zerstörschwelle.

$$P_{puls} = \frac{P}{t \cdot f} = \frac{500 \text{ mW}}{7,7 \text{ ns} \cdot 100 \text{ Hz}} = 649351 \text{ W} \quad (14)$$

$$I = \frac{P}{\pi \cdot \omega^2} 1 \frac{\text{GW}}{\text{cm}^2} = \frac{649351 \text{ W}}{\pi \cdot \omega_{max}^2} \Rightarrow \omega_{max} = 144 \mu\text{m} \quad (15)$$

Der Divergenzwinkel der Strahlung wird in diesem Aufbau berechnet mit

$$z_R = \frac{\pi \omega_0'}{\lambda} = 33,9 \mu\text{m} \quad (16)$$

zu

$$\theta = \frac{\lambda}{\pi \omega_0'} = 0,0999 \text{ rad} = 5,72^\circ \quad (17)$$

und liegt damit unter dem Akzeptanzwinkel der Faser. Der Abstand zwischen der Linse und der Faser müsste entsprechend $a' = 28,56 \text{ mm}$ sein. Bei einem Abstand von 28,3 mm zwischen Faserende und Linse ergibt sich die Leistungsdichte bei einem Strahlradius von $170 \mu\text{m}$ zu 715 MW/cm^2 und die an der Faser ankommende Leistung beträgt dann $202 \mu\text{W}$. Die Berechnungen erfolgen nach den Formeln 15 und 16.

Der Abstand im Aufbau beträgt ca. 26 mm. Damit wäre eine Leistung von $25 \mu\text{W}$ theoretisch möglich. Die Leistungsmessungen, mit einem Powermeter nach dem Faserdurchgang, ergeben nach Justage von Linse und Faser maximale Werte im Bereich von $12 \mu\text{W}$. Die Einkopplung mit einem einfachen Spiegel-Linsen-System ist hier qualitativ ausreichend. Trotz des einfachen Systems zeigt sich ein stabiles Signal, welches keine deutlichen Mantelmoden aufzeigt. Außerdem ist der Aufbau berührungs- und bewegungsunempfindlich.

3.4 Wavemeter

In dieser Arbeit wird zur Messung der Frequenz das Wavelength Meter *WS Ultimate* (i.F. Wavemeter) der Firma *High Finesse/Ångström* verwendet. Dieses Wavemeter weist hohe Genauigkeit und Stabilität auf. Als Technologie wird ein System aus mehreren festen Fizeau-Interferometern genutzt.

Die zu vermessende Strahlung wird mittels einer Monomode-Faser in das Messgerät eingebracht. Der Strahlenverlauf im Wavemeter ist in Abbildung 11 links dargestellt. Über einen Spiegel wird die Strahlung kollimiert und in dieser Form in die Interferometer gebracht. Es werden fünf Fizeau-Interferometer verwendet, von denen eines hochpräzise ist. Die Interferometer erzeugen Interferenzmuster, welche über eine zylindrische Linse auf CCD (charge-coupled device) Fotodiodenarrays abgebildet werden. Die aufgenommenen Muster werden mittels USB-Kabel an den PC übertragen und vom zugehörigen Programm zu einer Wellenlänge bzw. einer Frequenz ausgewertet.

Über eine weitere Anschlussstelle kann eine Referenzstrahlung eingebracht werden, welche ebenfalls ausgewertet und zur Kalibrierung genutzt wird[8].

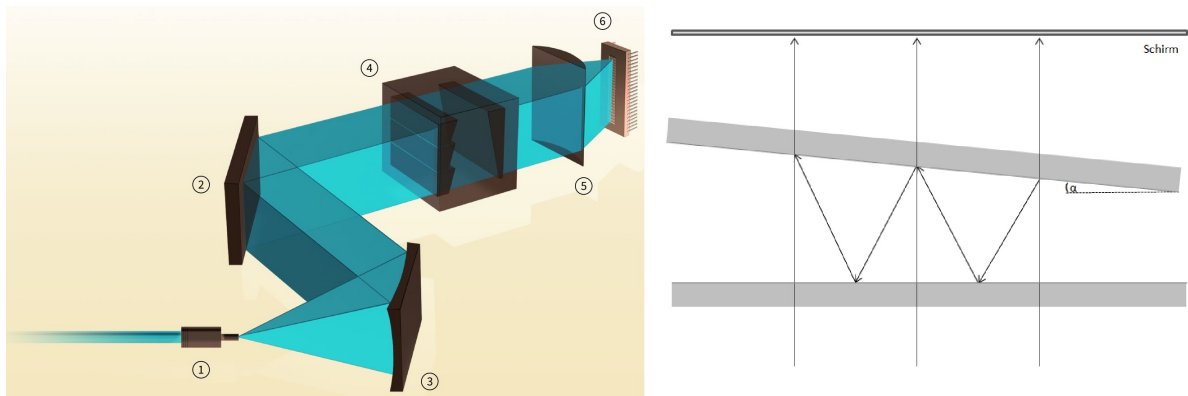


Abbildung 11: Aufbau Wavemeter Quelle: [7] und schematischer Aufbau eines Fizeau-Interferometers

Im folgenden wird die Funktionsweise der im Wavemeter verwendeten Fizeau-Interferometer erläutert. Ein Fizeau-Interferometer besteht aus zwei Platten im Abstand d , von denen eine unter dem Winkel α angeordnet ist. Die Strahlung wird senkrecht zu einer der Platten eingebracht. Die Platten sind einseitig teilverspiegelt, entsprechend wird bei jeder Reflexion ein Teil der Strahlung transmittiert. Bis die Teile der Strahlung das Interferometer verlassen und auf den Schirm auftreffen wurden sie unterschiedlich oft reflektiert. Aus den Überlagerungen der Teilwellen ergeben sich Interferenzmuster aus welchen die Frequenz bzw. Wellenlänge bestimmt werden kann. Der schematische Aufbau ist in Abbildung 11 auf der rechten Seite dargestellt.

Tabelle 3: Werte des Wavemeters[8]

Messbereich /nm	Absolute Genauigkeit /MHz	Messgeschwindigkeit /kHz
192-11000	2	76

3.5 Verfahrensweise

Zur Charakterisierung der Frequenzrampen werden fünf Schritte durchlaufen. Im ersten Schritt wird das übermittelte Grundsignal betrachtet und analysiert. Im weiteren Vorgehen wird das Zeitverhalten der Frequenzänderung als Reaktion auf eine Temperatur- bzw. Spannungsänderung untersucht. Der dritte Schritt beinhaltet die Wahl des Eingangssignals zur Erstellung der Frequenzrampen. Mit der Messung der Frequenzrampen bei unterschiedlichen Frequenzen des Eingangssignals wird die Hauptfragestellung dieser Arbeit behandelt. Zusätzlich wird das Messgerät charakterisiert, da während der vorangegangenen Messungen Unregelmäßigkeiten aufgetreten sind.

3.5.1 Signalbetrachtung

Zur Ermittlung der Messparameter wird das Grundsignal der Frequenz betrachtet. Als veränderbarer Parameter steht hauptsächlich die Belichtungszeit zur Verfügung. Diese wird mit verschiedenen Einstellungen der Belichtungszeit zwischen 10 ms und 150 ms getestet. Dabei wird die Qualität des Messsignals betrachtet.

3.5.2 Zeitverhalten

Da eine zeitliche Verzögerung der Frequenzänderung bei Temperaturänderungen erwartet wird, wird die Sprungantwort der Frequenz auf Temperaturänderungen untersucht. Dazu wird ein Rechtecksignal als Eingangssignal zur Temperaturänderung in das System gegeben und das Antwortsignal betrachtet. Zur Untersuchung verschiedener Frequenzbereiche wird die Amplitude des Eingangssignals zwischen einem und vier Volt variiert. Weiter werden dem Eingangssignal verschiedene Offsets ($-3\text{ V} - 3\text{ V}$) hinzugefügt.

3.5.3 Eingangsfunktion der Frequenzrampen

Die Frequenzrampen dienen letztlich der Ermittlung der Beleuchtungsfunktion. In diesem Zusammenhang soll eine lineare Frequenzänderung hervorgerufen werden. Dazu werden in diesem Schritt zwei Zusammensetzungen linearer Steigungen untersucht. Die bisherigen Frequenzrampen wurden mit einem spitzen Übergang zwischen ansteigender und abfallender Rampe erstellt. Nach Auswertung des Zeitverhaltens zeigt sich eine Verzögerung der Frequenzänderung in Form einer gedämpften Schwingung. Die Frequenz ist nach dem Sprung höher als der Stellwert und stellt eine gedämpfte Schwingung dar, bevor sie den Stellwert erreicht. Um verfälschte Ergebnisse durch Nachschwingen zu vermeiden, wird neben der bisher genutzten Form eine abweichende Form (Abb. 12) getestet. Dabei wird in der zweiten Form die Temperatur zwischen ansteigender und abfallender Rampe nicht verändert, sodass das System auf den Anfangstellwert einschwingen kann.

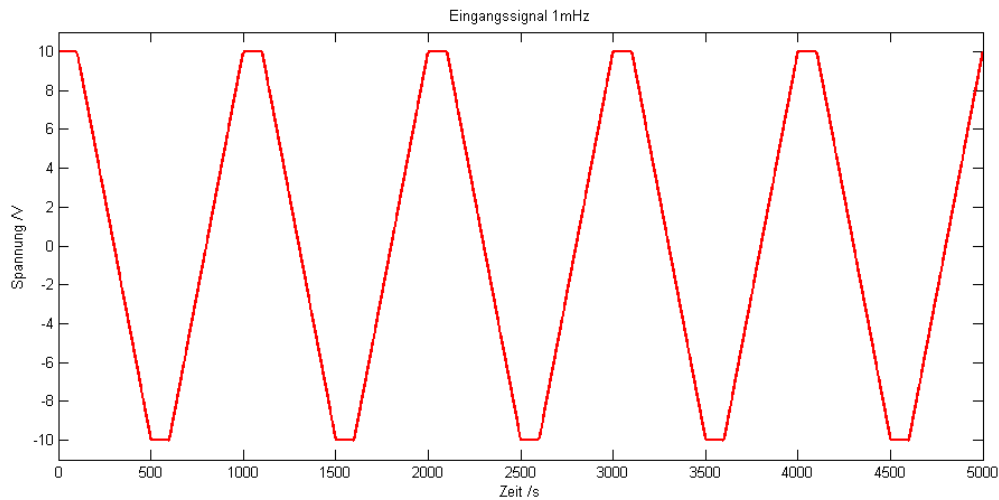


Abbildung 12: Eingangssignal

3.5.4 Messungen der Frequenzrampen

Zur Bestimmung der optimalen Rate der Frequenzänderung pro Zeiteinheit wird das Eingangssignal der Rampe mit verschiedenen Steigungen getestet. Das Ursprungssignal wird dabei in seiner Frequenz zwischen 1 mHz und 15 mHz variiert. Es werden mindestens fünf aufsteigende und fünf absteigende Rampen pro Frequenz gemessen. Aufgrund der Absätze zwischen den Rampen ist die Auswertung komplexer, gleichzeitig ist die lineare Form der Rampe genauer gegeben.

3.5.5 Genauigkeit des Wavemeters

In vorangegangenen Messungen wurde bei langen Messungen ein Drift der Frequenz festgestellt. Zur Untersuchung der Ursachen werden weitere Dauermessungen durchgeführt. Für diese Messungen soll die Allan-Varianz (Kap. 4.5) bestimmt werden. Dabei wird auch eine Dauermessung des Referenzlasers durchgeführt.

Ferner zeigt sich, dass die vorgegebenen Zeitintervalle zwischen den einzelnen Messungen Unregelmäßigkeiten aufweisen. Die Intervalle werden anhand aller Rampenmessungen analysiert.

4 Ergebnisse und Diskussion

4.1 Signalbetrachtung

Mit dem einfachen Aufbau der Faserkopplung wurde das Risiko ungenauer Messungen eingegangen. Die erwarteten Mantelmoden zeigen keinen bedeutenden Einfluss. So zeigen sich auf dem Interferogramm (Abb. 13) keine Schwebungen und keine Veränderung der Messung durch Bewegen der Faser.

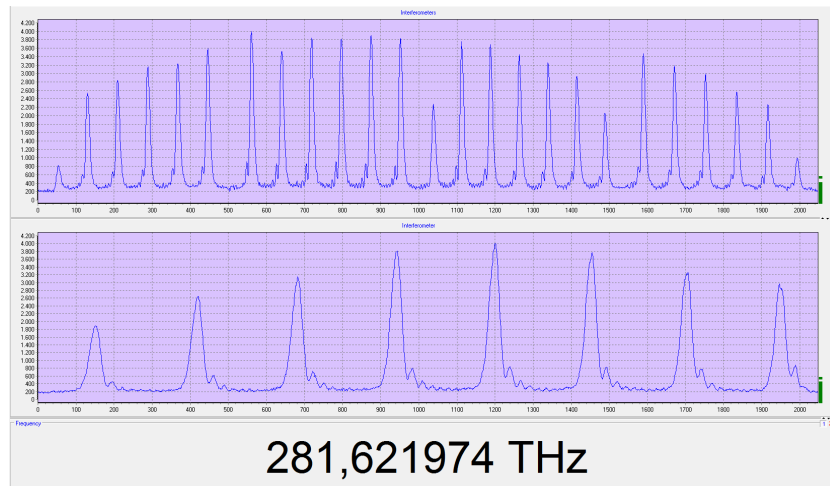


Abbildung 13: Interferogramme Wavemeter

Allerdings zeigen sich im Interferogramm bei gleichbleibender Form Schwankungen in der Intensität. Außerdem schwingt die gemessene Frequenz abhängig von der Belichtungszeit zwischen 15 MHz bei 10 ms und 5 MHz bei 150 ms Belichtungszeit. Bei 10 ms, entsprechend einem Puls (100 Hz) pro Messpunkt, zeigt sich, wie in Abbildung 14 dargestellt, eine relativ periodische Schwingung um 15 MHz. Mit zunehmender Anzahl Pulse pro Messpunkt sinkt die Amplitude. Dieses Verhalten verdeutlicht die Darstellung der Belichtungszeiten 50 ms, 100 ms und 150 ms in Abbildung 15. Je höher die Belichtungszeit, desto geringer ist die Schwingung um den Mittelwert. Mit diesem Ergebnis wird die Schwierigkeit verdeutlicht einen gepulsten Laser mit 7,7 ns über 10 ms zu vermessen. Zusätzlich wirkt hier die passive Güteschaltung ein, durch welche in den selben Messzeiträumen nicht zwingend die selbe Anzahl Pulse detektiert wird. Werden 10 bis 15 Pulse pro Messzeitraum detektiert, ist das Rauschen deutlich reduziert. Dabei ist die direkte Mittlung einer im Nachhinein durchgeführten Mittlung vorzuziehen.

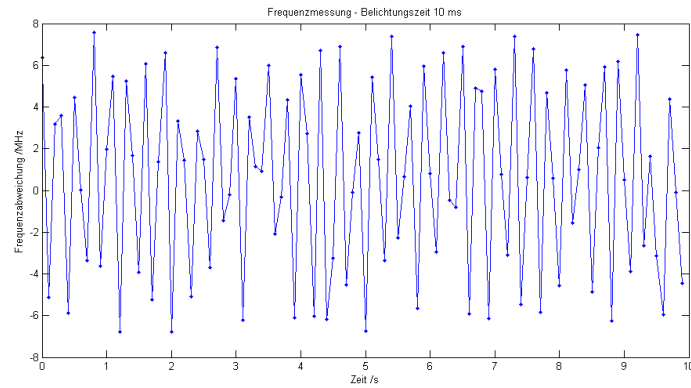


Abbildung 14: Frequenzmessung mit 10 ms Belichtungszeit

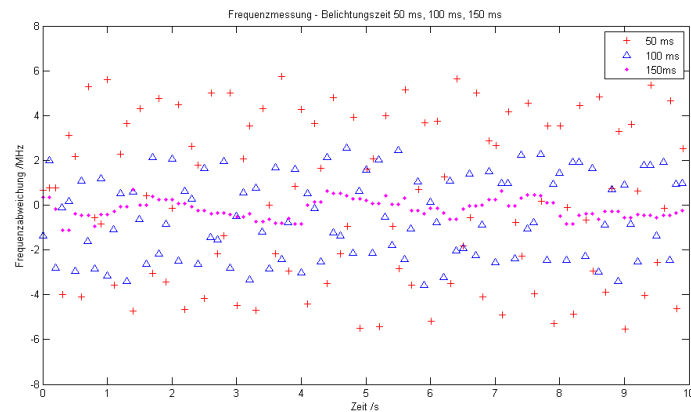


Abbildung 15: Frequenzmessung mit Belichtungszeiten
50 ms (Rot), 100 ms (Blau) und 150 ms (Pink)

Tabelle 4: Standardabweichungen der Belichtungszeiten
10 ms, 50 ms, 100 ms und 150 ms

Belichtungszeit /ms	10	50	100	150
Standarsabweichung /MHz	4,42	3,63	1,81	0,39

Die eingekoppelte Leistung ist ausreichend, um bei verschiedenen Laserleistungen aussagekräftige und stabile Frequenzmessungen durchzuführen. Die Frequenzmessungen weisen Schwingungen im Bereich von 5-10 MHz auf, welche regelmäßig sind. Die Standardabweichung beträgt maximal 3 MHz. Mit diesem Aufbau können die Frequenzmessungen über die Lasertemperatur wie geplant durchgeführt werden. Es wird eine Belichtungszeit von 100 ms gewählt und die Leistung entsprechend nur so hoch gewählt, dass das Wavemeter möglichst optimal belichtet ist.

4.2 Zeitverhalten

Die Betrachtung der Sprungantworten zeigt unterschiedliches Frequenzverhalten bei einem Sprung von hoher zu niedriger Frequenz und bei einem Sprung von niedriger zu hoher Frequenz. In beide Richtungen erscheint eine Zwischenstufe, bei welcher die Frequenz 50 bzw. 100 MHz zurückspringt. Der Sprung von niedriger zu hoher Frequenz zeigt neben diesem Verhalten einen starken Überschwinger und einen kleinen Unterschwinger. Die Einschwingzeit beträgt ca. 15 s. Das beschriebene Verhalten der Frequenz auf sprunghafte Änderungen der Spannung bzw. Temperatur ist in Abbildung 16 exemplarisch für ein Eingangssignal von 2 V dargestellt. Die Sprungantwort zur niedrigeren Frequenz zeigt weniger starkes Überspringen. Dabei sind mehr Schwingungen mit geringer Amplitude zu erkennen. Die Einschwingzeit beträgt hier ca. 10 s. Die kürzere Einschwingzeit in diesem Fall, ist dadurch zu erklären, dass hier ein Heizvorgang stattfindet. Bei der Erhöhung der Frequenz findet ein Kühlvorgang statt, der eine größere Verzögerung bewirkt. Die Veränderung der Amplitude, zeigt ein Verhalten in ähnlicher Form mit angepasster Stärke. Dabei tritt immer ein vorgesetzter Peak auf, welcher bei der linearen Änderung der Rampen nicht auftritt. Eine mögliche Ursache ist das rasche Umschalten von einem Kühlvorgang zu einem Heizvorgang.

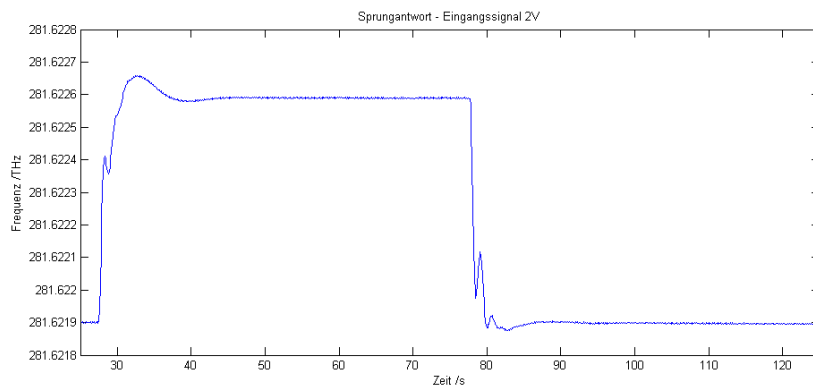


Abbildung 16: Frequenzverhalten über einen Rechteckpuls.

Wird der Sprung mit einem Offset durchgeführt, bleibt das grundsätzliche Verhalten unverändert. Entsprechend ist das Zeitverhalten bei unterschiedlichen Frequenzen des Lasers gleich. Abbildung 17 und 18 zeigen das Frequenzverhalten auf einen Spannungssprung von 1 V bei Offsets zwischen -3 V und 3 V.

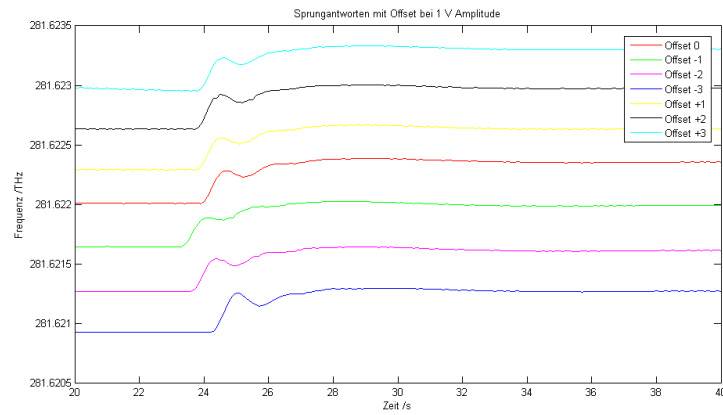


Abbildung 17: Frequenzverhalten auf Sprungantworten von niedriger zu hoher Frequenz mit verschieden hohen Offsets.

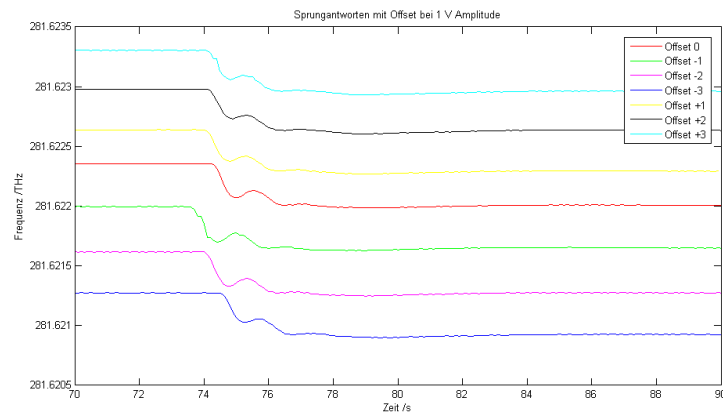


Abbildung 18: Frequenzverhalten auf Sprungantworten von hoher zu niedriger Frequenz mit verschieden hohen Offsets.

4.3 Eingangsfunktion der Frequenzrampen

Die Frequenzrampen sollen lineare Steigungen der Frequenz aufweisen. Hervorgerufen wird dieses Frequenzverhalten durch die lineare Änderung der Laser-Kristall-Temperatur, welche wiederum durch die lineare Änderung an das thermoelektrische Element überträgt. Die Frequenzmessung bei der spitzen Rampe zeigt bei Steigungsänderungen von positiv zu negativ sowie von negativ zu positiv deutliche Abweichungen vom linearen Verlauf. Die Abweichung erstreckt sich hier über 10 MHz, wie in Abbildung 19 dargestellt. Bei der Rampe mit Zwischenstufe zeigt sich beim Übergang von steigender bzw. abfallender Rampe zur unveränderten Frequenz ebenfalls eine Abweichung. Abbildung 20 zeigt, dass diese Abweichung über 4 MHz vorliegt. Außerdem ist zu erkennen, dass die Frequenz jeweils einmal über- und unterschwingt bevor sie den stabilen Wert erreicht. Es ist anzunehmen, dass dieses Verhalten bei einer größeren Frequenzänderung verstärkt wird.

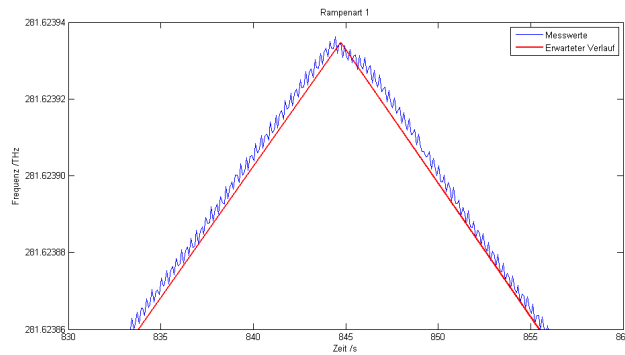


Abbildung 19: Rampenart 1: Direkter Übergang von ansteigender zu abfallender Rampe; Darstellung eines relevanten Abschnittes.

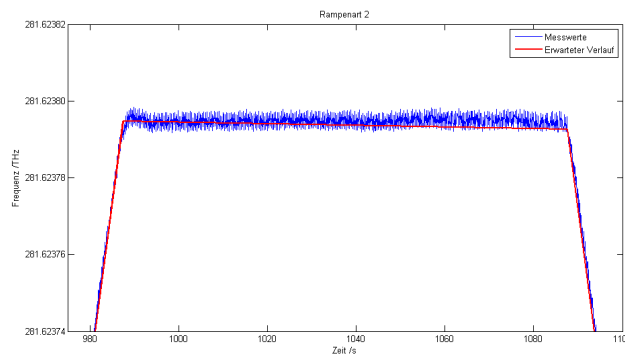


Abbildung 20: Rampenart 2: Unveränderte Temperatur zwischen ansteigender und abfallender Rampe; Darstellung eines relevanten Abschnittes.

Für alle weiteren Messungen wird die Rampenart 2 verwendet.

4.4 Messungen der Frequenzrampen

Die Vermessung der Rampen mit verschiedenen Frequenzen des Eingangssignals dient der Bestimmung der optimalen Steigung. Es soll die Zeit ermittelt werden, bei welcher die Frequenz der Spannungsänderung möglichst genau folgt. Dabei soll das Abfahren der Rampen möglichst schnell erfolgen und gleichzeitig möglichst genaue Ergebnisse liefern. Tabelle 5 stellt die jeweiligen Zeiten für eine Rampe und die Verweilzeiten der untersuchten Frequenzen dar.

Tabelle 5: Zeiten der Rampen für die Eingangsfrequenzen von 1 mHz bis 15 mHz

Frequenz /mHz	Periodendauer /s	Anstieg /s	Halten /s
1	1000,00	400,00	100,00
2	500,00	200,00	50,00
3	333,33	133,33	33,33
4	250,00	100,00	25,00
5	200,00	80,00	20,00
6	166,67	66,67	16,67
7	142,86	57,14	14,29
8	125,00	50,00	12,50
9	111,11	44,44	11,11
10	100,00	40,00	10,00
11	90,91	36,36	9,09
12	83,33	33,33	8,33
13	76,92	30,77	7,69
14	71,43	28,57	7,14
15	66,67	26,67	6,67

Zur Ermittlung der „Soll-Werte“ wird angenommen, dass die Rampenfrequenz von 1 mHz die genauesten Ergebnisse ergibt. Aus diesem Grund werden mit dieser Frequenz eine hohe Anzahl an Rampen vermessen.

Aus den daraus resultierenden Messwerten wird der Mittelwert der Steigungen als Soll-Steigung in GHz/V definiert. Für die Ermittlung der gemessenen Steigungen wird in jeder Messung aus dem jeweiligen Diagramm ein Startpunkt definiert. Mit den bekannten Zeiten der Rampen (Tabelle 5) werden vom Startpunkt ausgehend die Anfangs- und Endpunkte der Rampen über die Zeitdifferenz ermittelt. Daraus wiederum werden die Steigungen der einzelnen Frequenzrampen berechnet. Die verwendeten Messpunkte sind beispielhaft in Abbildung 17 dargestellt. Es sind keine Werte für die Umwandlung der eingegebenen Spannung zur Temperatur bekannt. Daher wird diese Methode gewählt, um einen Vergleich der unterschiedlichen Frequenzen durchführen zu können.

Mit dem bekannten Eingangssignal lässt sich die Steigung auf die einzelnen Rampenfrequenzen umrechnen. In Abbildung 21 bis 23 werden exemplarisch drei Frequenzen dargestellt. Es wird jeweils der gemessene Verlauf und der erwartete Verlauf dargestellt. Es handelt sich um Verläufe, die innerhalb eines Tages aufgenommen wurden. Bei der Eingangsfrequenz von 1 mHz (Abb. 21) zeigt sich im Gesamtverlauf ein Absinken der Frequenz. Dieses Verhalten ist immer bei den ersten Messungen zu Beginn des Tages

und damit während der erweiterten Aufwärmphase des Lasers, zu beobachten. Im Verlauf des Tages wird der Frequenzbereich stabil. Demnach ist der dargestellte Drift darauf zurückzuführen, dass die Messungen zu früh nach Einschalten des Laser begonnen wurden. Der Laser ist nach dieser Zeit von einer Stunde noch nicht Frequenzstabil. Die Form der erwarteten Funktion entspricht dabei dennoch dem Ausgangssignal.

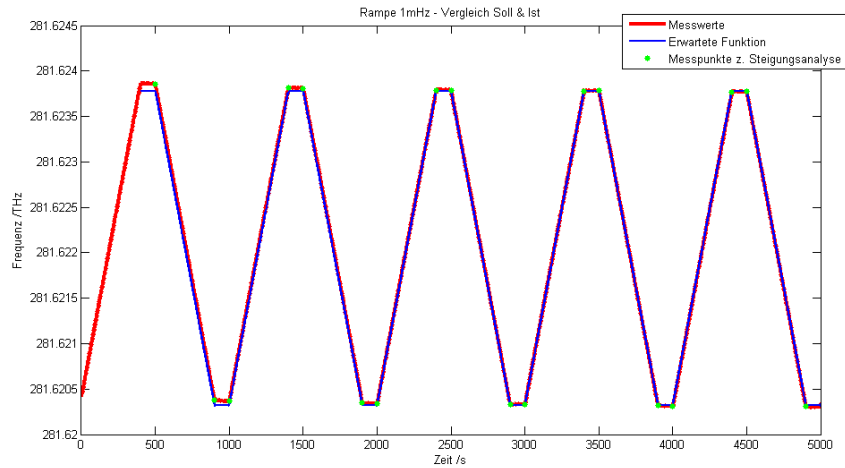


Abbildung 21: Darstellung gemessene Rampe gegenüber erwarteter Rampe bei 1 mHz

Die Darstellung der Rampen bei 2 mHz (Abb. 22) und 10 mHz (Abb.23) als Frequenz des Eingangssignals zeigen, dass die Frequenz des Lasers grundsätzlich der Temperaturänderung folgt.

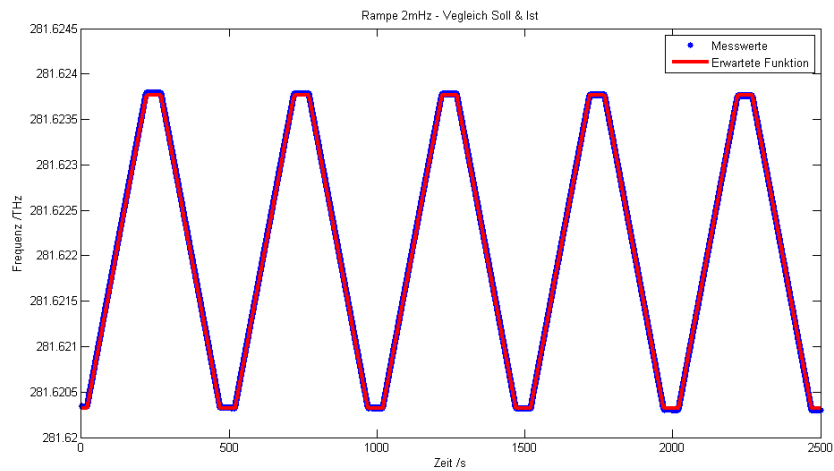


Abbildung 22: Darstellung gemessene Rampe gegenüber erwarteter Rampe bei 2 mHz

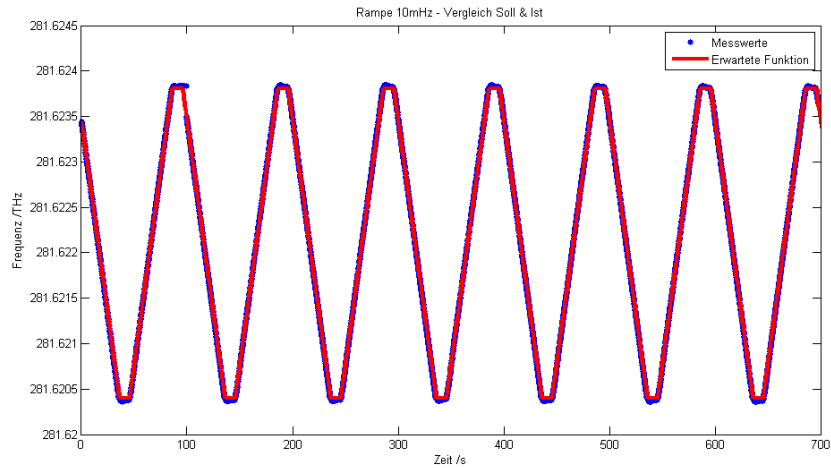


Abbildung 23: Darstellung gemessene Rampe gegenüber erwarteter Rampe bei 10 mHz

Bei genauer Betrachtung zeigen sich besonders in den Grenzbereichen starke Abweichungen. Abbildung 24 zeigt eine Eingangsfrequenz von 2 mHz. Diese Eingangsfrequenz weist zwischen erwarteter Funktion und Messwert eine maximale Abweichung von 10 MHz auf. Bei der Frequenz von 10 mHz kommt das System in der Zeit zwischen den Steigungen nicht wie gewünscht auf den Ausgangswert zurück, wie in Abbildung 25 zu erkennen ist. Die maximale Abweichung liegt hier bei 100 MHz. Aufgrund des bereits betrachteten Zeitverhaltens ist dieses Ergebnis zu erwarten. Da bei einer Sprungantwort ein vollständiges Einschwingen ca. 15-20 s dauert (s. 4.2), ist ein Einschwingen innerhalb von 10 s nicht zu erwarten. Es zeigt sich bei höheren Frequenzen ein deutlich stärkeres Überschwingen als bei geringeren Rampenfrequenzen.

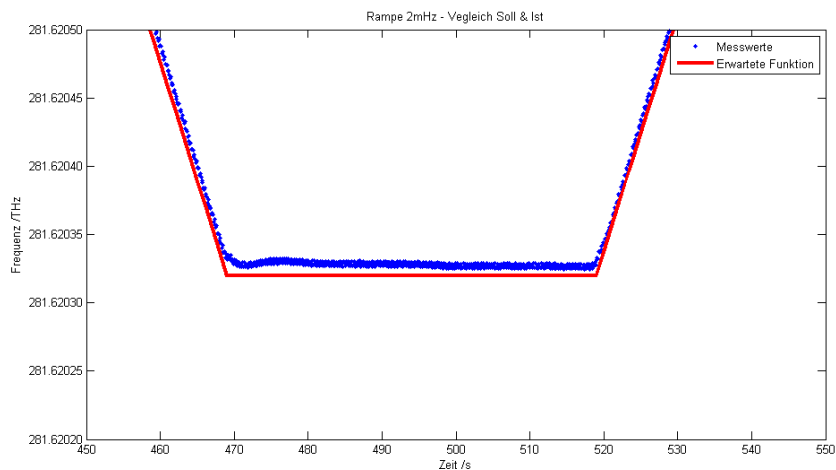


Abbildung 24: Darstellung relevanter Bereich gemessene Rampe gegenüber erwarteter Rampe bei 2 mHz

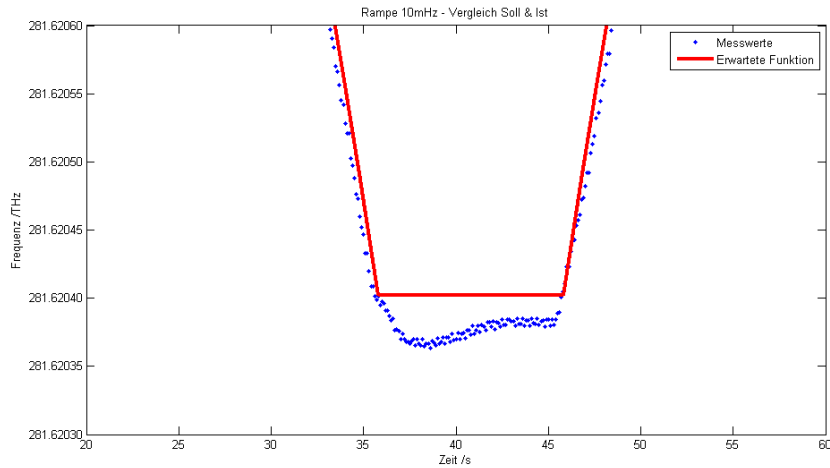


Abbildung 25: Darstellung relevanter Bereich gemessene Rampe gegenüber erwarteter Rampe bei 10 mHz

Linearität

In Tabelle 6 sind die Abweichungen der Steigungen für die Frequenzen 1 mHz - 15 mHz dargestellt. Die Abweichungen werden mit steigender Rampenfrequenz größer. Die ermittelte Soll-Steigung ist 172,88 MHz/V.

Tabelle 6: Steigungen der Rampen

Eingangsfrequenz /mHz	Steigung /V/s	Steigung soll /MHz/s	Steigung ist /MHz/s	Abweichung /MHz/s	Abweichung /%
1	0,05	8,64	8,65	-0,0040	-0,05
2	0,10	17,29	17,26	0,032	0,18
3	0,15	25,93	25,85	0,085	0,33
4	0,20	34,58	34,39	0,182	0,53
5	0,25	43,22	42,95	0,265	0,62
6	0,30	51,86	51,48	0,387	0,75
7	0,35	60,51	59,96	0,544	0,91
8	0,40	69,15	68,42	0,730	1,07
9	0,45	77,79	76,69	1,106	1,44
10	0,50	86,44	85,00	1,435	1,69
11	0,55	95,08	93,34	1,740	1,87
12	0,60	103,73	101,95	1,774	1,74
13	0,65	112,37	110,24	2,127	1,93
14	0,70	121,01	118,61	2,403	2,03
15	0,75	129,66	126,80	2,858	2,26

Abbildungen 26 bis 28 zeigen die Abweichungen der Rampen für die Eingangsfrequenzen 2 mHz, 5 mHz und 10 mHz. Zur Veranschaulichung der Abweichungen in den Einzelnen Phasen der Frequenzänderungen ist die absolute Abweichung auf der linken y-Achse aufgetragen und die Soll- und Ist-Frequenzen auf der rechten y-Achse.

Wieder ist zu erkennen, dass die Abweichungen mit steigender Rampenfrequenz zunehmen. Abbildung 26 zeigt die Frequenzabweichungen bei einer Eingangsfrequenz von 2 mHz. Die Frequenzabweichungen für die Eingangsfrequenzen von 5 mHz und 10 mHz sind in Abbildung 27 und 28 dargestellt. Hier zeigt sich, dass die maximalen Abweichungen an den Übergangspunkten zwischen steigender Rampe und Einschwingen auftreten. Dabei ist die maximale Abweichung bei 10 mHz deutlich höher als bei 5 mHz.

Mit dem gegebenen Temperaturkoeffizienten von 3,68 GHz/K (s. 2.1.3) ergibt sich bei einer berechneten mittleren Rampenhöhe von 3,42 GHz für jede Rampe eine Temperaturdifferenz von 0,9 K. Mit der Differenz von 20 V in der Spannungseingabe ergibt das als Koeffizienten zwischen Spannung und Temperatur 0,45 K/V.

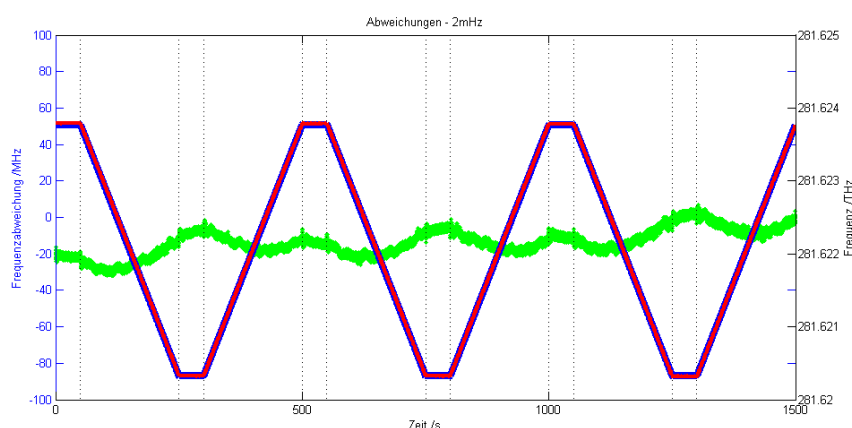


Abbildung 26: Frequenzabweichungen bei 2 mHz

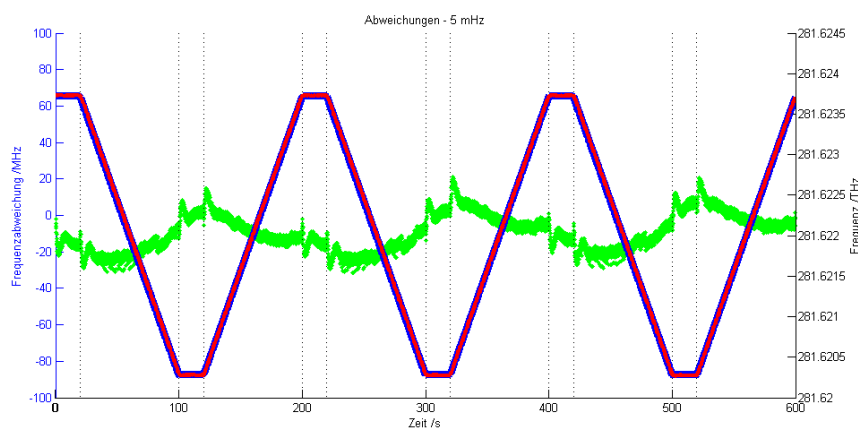


Abbildung 27: Frequenzabweichungen bei 5 mHz

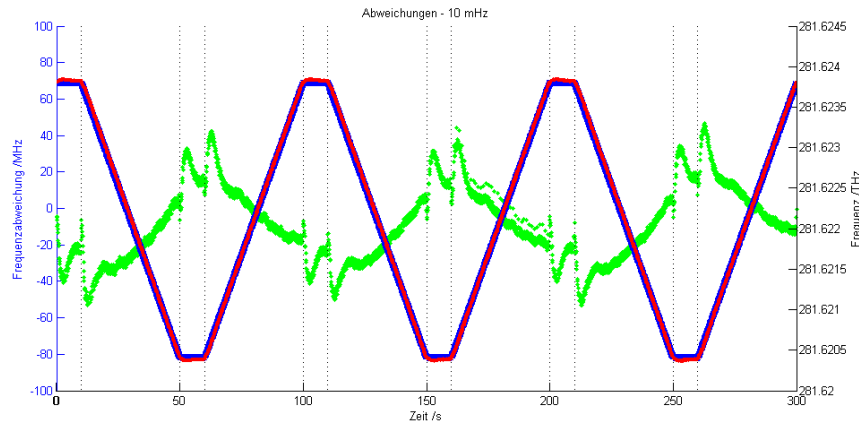


Abbildung 28: Frequenzabweichungen bei 10 mHz

Tabelle 7: Abweichungen der Rampen

Eingangsfrequenz /mHz	mittlere Abweichung /MHz	maximale Abweichung /MHz	Standardabweichung /MHz
1	15,65	32,05	6,13
2	13,03	32,04	13,97
3	10,76	32,71	12,48
4	11,04	33,40	11,87
5	13,97	30,78	8,82
6	15,00	39,26	15,45
7	25,45	53,55	27,01
8	23,48	58,34	26,06
9	35,35	84,61	39,30
10	18,31	53,17	18,40
11	20,92	54,06	17,74
12	24,00	77,54	28,69
13	47,13	105,27	50,62
14	16,23	79,76	20,98
15	18,33	62,30	20,95

Tabelle 7 stellt die minimale, maximale und durchschnittliche Abweichung der Rampen dar. Dabei wurden die Beträge der Abweichungen verwendet. Es ist zu beachten, dass die Abweichungen bei höheren Frequenzen gleichmäßig im positiven und negativen Bereich verteilt sind. Hier wird mit der Betrachtung der Beträge ein repräsentatives Ergebnis dargestellt. Bei geringeren Eingangsfrequenzen tritt eine Verschiebung auf und die Abweichungen sind vermehrt positiv bzw. vermehrt negativ. Daher sind die Abweichungen für diese Frequenzen verschoben und die Darstellung über die Beträge zeigt nicht die wirklichen Verhältnisse. Die exemplarische Darstellung der Abweichungen der Eingangsfrequenzen 2 mHz, 10 mHz und 15 mHz in Abbildung 29 verdeutlicht dies. Es werden die Abweichungen für jeweils eine ansteigende und eine absteigende Rampe dargestellt. Die Abweichung der Bereiche zwischen den Rampen wird nicht mit abgebildet. Dabei

sind die Zeiten zur Veranschaulichung angepasst, sodass jede Rampe die selbe zeitliche Länge hat. Die Abweichung bei einer Eingangsfrequenz von 15 mHz liegt gleichmäßig im positiven und negativen zwischen -40 und 40 MHz. Für 10 MHz ist die Abweichung verschoben und liegt zwischen -50 und 40 MHz. Bei der Eingangsfrequenz von 2 mHz liegt die Abweichung zwischen -30 und -10 MHz. Hier ist die Abweichung insgesamt deutlich verschoben.

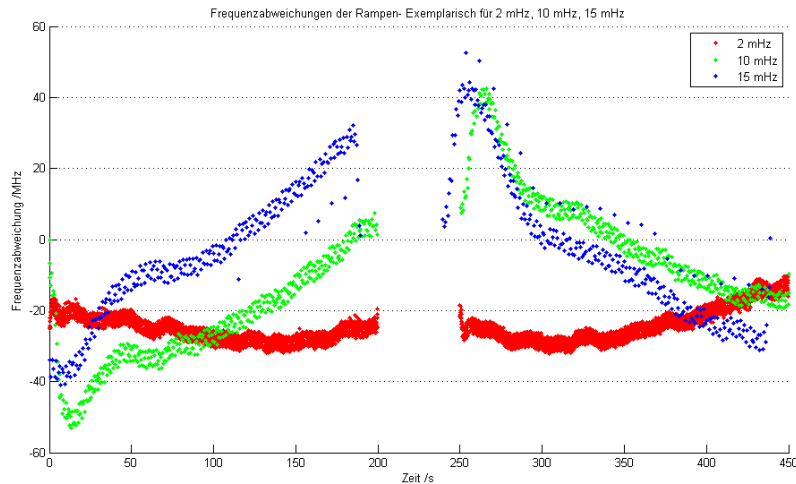


Abbildung 29: Frequenzabweichungen bei 2 mHz, 10 mHz und 15 mHz.

Reproduzierbarkeit

Für die Betrachtung der Reproduzierbarkeit werden die Abweichungen von fünf Rampen einer Messung betrachtet. Dabei wird eine geringe Eingangsfrequenz (2 mHz) und eine hohe Eingangsfrequenz (15 mHz) analysiert. Abbildung 30 zeigt den Vergleich der Abweichungen von fünf Rampen in einer Zeit von 200 s also einer Eingangsfrequenz von 2 mHz. Hier wird deutlich, dass die Abweichung in ihrer Form gleich bleibt. Gleichzeitig sind die einzelnen Abweichungen zueinander verschoben. Dieser Effekt ist dadurch zu erklären, dass bei langen Messzeiten ein Drift der gesamten Frequenz auftritt.

Fünf Rampen der Eingangsfrequenz 15 mHz sind in Abbildung 31 grafisch dargestellt. Hier ist der Verlauf der Abweichungen ebenfalls grundsätzlich gleich. Für beide eingangsfrequenzen fällt auf, dass bei fünf betrachteten Rampen jeweils drei geringe Abweichungen zueinander aufweisen. Zwei weitere Rampen sind jeweils zueinander nur gering abweichend. Gleichzeitig sind diese Frequenzabweichungen der Rampen deutlich zu denen der anderen drei Rampen verschoben. Dieses Verhalten tritt unabhängig davon, ob die Frequenz ansteigt oder abfällt und unabhängig von der Eingangsfrequenz auf.

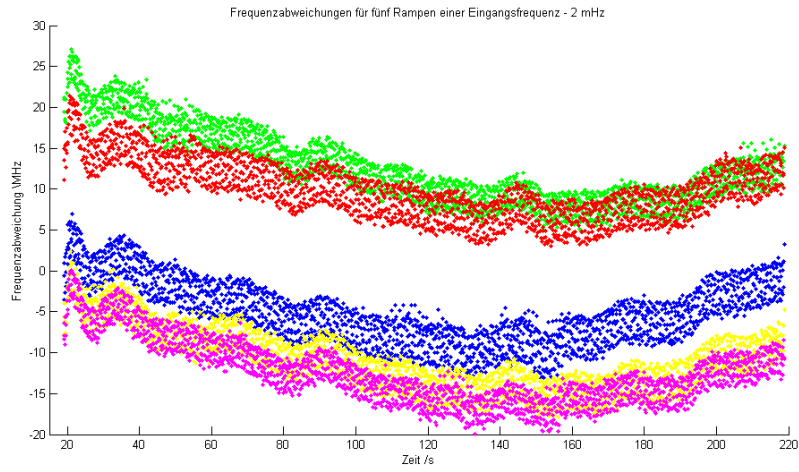


Abbildung 30: Frequenzabweichungen von fünf Rampen einer Messung bei 2 mHz.

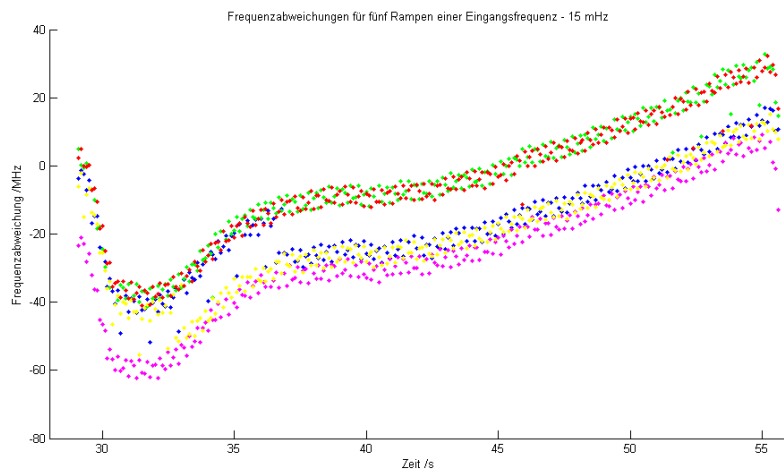


Abbildung 31: Frequenzabweichungen von fünf Rampen einer Messung bei 15 mHz.

4.5 Genauigkeit des Wavemeters

Zeitintervalle

Bei der Auswertung der Messungen fielen Unterschiede in den Zeitintervallen zwischen zwei Messpunkten auf. Bei der Auswertung werden insgesamt 1,6 Mio Intervalle betrachtet, die Ergebnisse sind in Tabelle 8 dargestellt. Die mittlere Abweichung beträgt $-84,7 \mu\text{s}$ bei 100 ms als vorgegebenes Intervall. Es treten in zufälligen Abständen starke Abweichungen von bis zu 5,94 s auf. Die Abweichungen zeigen kein Muster auf und sind auch nicht von der Gesamtzahl der Messpunkte in einer Messung abhängig.

Tabelle 8: Auswertung der Zeitintervalle

Mittelwert /s	Mittlere Abweichung /s	Maximum /s	Minimum /s
0,100	-8,47E-05	5,937	0,099

Temperaturabhängigkeit

Während Dauermessungen des Lasers ohne Rampen wurde ein Anstieg der Frequenz über die Zeit festgestellt. Abbildung 32 stellt dieses Verhalten mit der Darstellung der Laserfrequenz und der Wavemetertemperatur grafisch dar. Da auch die Temperatur des Wavemeters sich mit der Zeit erhöht, wird ein Zusammenhang vermutet. Um diesen Zusammenhang zu untersuchen und die Gesamtstabilität des Messgeräts zu betrachten wird eine Dauermessung des Helium-Neon-Referenzlasers durchgeführt. Die Frequenz des Helium-Neon-Lasers und die Temperatur des Wavemeters sind in Abbildung 33 abgebildet.

Dabei zeigt sich ebenfalls ein leichter Anstieg, welcher in einem vergleichbaren Ausmaß wie der Anstieg der ersten Messung ist. Da der Helium-Neon-Laser insgesamt Schwingungen aufweist, ist eine Temperaturabhängigkeit der Messungen dadurch nicht nachgewiesen. Außerdem zeigt sich, dass die Stabilität des Helium-Neon-Lasers nicht wie erwartet ist, sondern Schwingungen bzw. Rauschen auftritt. Die Art des Rauschens wird mittels Allan-Varianz ermittelt.

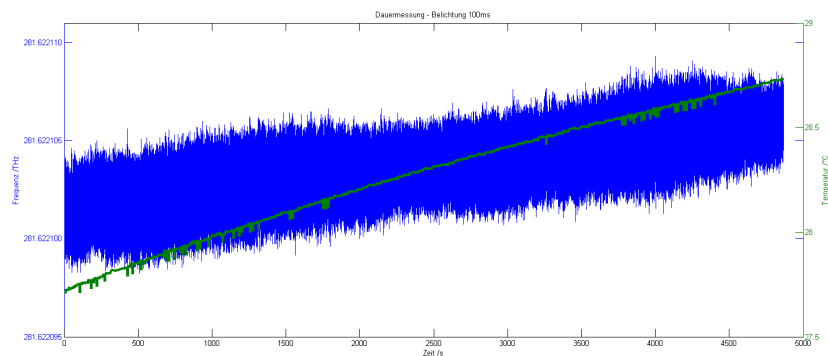


Abbildung 32: Dauermessung 1064 nm über 1 h 20 min mit Temperatur des Wavemeters

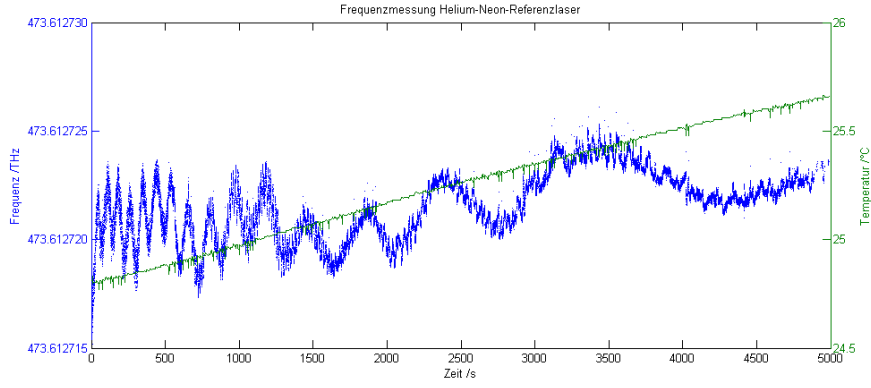


Abbildung 33: Dauermessung Helium-Neon-Referenzlaser mit Temperatur des Wavemeters

Allan-Varianz

Allan-Varianz ist ein Maß zur Bestimmung der Frequenzstabilität von Oszillatoren. Aus dieser Varianz kann die Art des Rauschens eines Oszillators bestimmt werden. Dabei werden fünf Arten des Rauschens unterschieden. Das White Noise PM, Flicker Noise PM, Random Walk PM /White Noise FM, Pink Noise, Random Walk FM. PM bedeutet in diesem Fall Phasenmodulation und FM Frequenzmodulation. Diese Arten des Rauschens wirken sich unterschiedlich auf die Frequenzstabilität aus und werden über die Allan Varianz bestimmt.[15] Die klassische Allan-Varianz (AVAR) findet dabei keine Unterscheidung zwischen White Noise PM und Flicker Noise PM, daher wird die modifizierte Allan-Varianz (MVAR) eingesetzt. Die modifizierte Allan Varianz, für $\tau_n = n \cdot t =$ Mittelungszeit mit $n =$ Länge der Blöcke und $t =$ Zeitintervall zwischen zwei Messungen, wird durch folgende Formel dargestellt:

$$\sigma_y^2(\tau_n) = \frac{1}{2 \cdot (j-1)} \sum_{i=1}^{j-a} (\bar{y}_{i,i+1})^2 \quad (18)$$

Dabei gilt:

$(\bar{y}_1, \bar{y}_2, \dots, \bar{y}_j) =$ Mittelung der Messwerte innerhalb der Blöcke mit $j =$ Anzahl der Blöcke

Daraus folgt die Differenzbildung der aufeinanderfolgenden Blöcke mit

$$\bar{y}_{i,i+1} = \bar{y}_{i+1} - \bar{y}_i \quad (19)$$

Demnach ist die Allan-Varianz der halbe Durchschnitt aus den Differenzquadraten von je zwei aufeinanderfolgenden Werten der Frequenzabweichung. Es werden Blöcke zwischen Messintervallen gebildet, die Differenz quadriert und halbiert. Während bei der klassischen Allan-Varianz die Messwerte an den Rändern der gebildeten Blöcke zur Berechnung genutzt werden, werden bei der modifizierten Allan-Varianz die Mittelwerte der Blöcke gebildet.[16]

Die Allan-Varianz wird als Standardabweichung angegeben. In Rot ist die Standardabweichung der klassische Allan-Varianz dargestellt, in Grün die der modifizierten Allan-Varianz. Dabei sind Abweichungen hauptsächlich bei negativer Steigung erkennbar, da dies den Bereich des White Noise PM und Flicker Noise PM Rauschen darstellt. Für diese Rauscharten findet eine Unterscheidung nur bei der modifizierten Allan-Varianz statt. Für die 1064 nm Strahlung zeigt die Standardabweichung der Allan-Varianz für kurze Zeitintervalle eine starke Abnahme, die aufgrund der MVAR als Flicker Noise-Rauschen identifiziert wird. Die Größenordnung der Standardabweichung liegt dabei zwischen $2 \cdot 10^{-5}$ und $1,5 \cdot 10^{-6}$ (s. Abbildung 34).

Das Rauschen der 1064 nm Strahlung kann durch eine Kombination des Flicker FM bzw. $1/f$ Rauschen des Wavemeters und des Rauschens aufgrund der Laserregelung erklärt werden. Das $1/f$ -Rauschen tritt häufig bei technischen Geräten auf, die Gründe hierfür sind in vielen Fällen nicht bekannt. Die Laserregelung erzeugt durch den Lock-In auf die Iod-Zelle ebenfalls Rauschen[13].

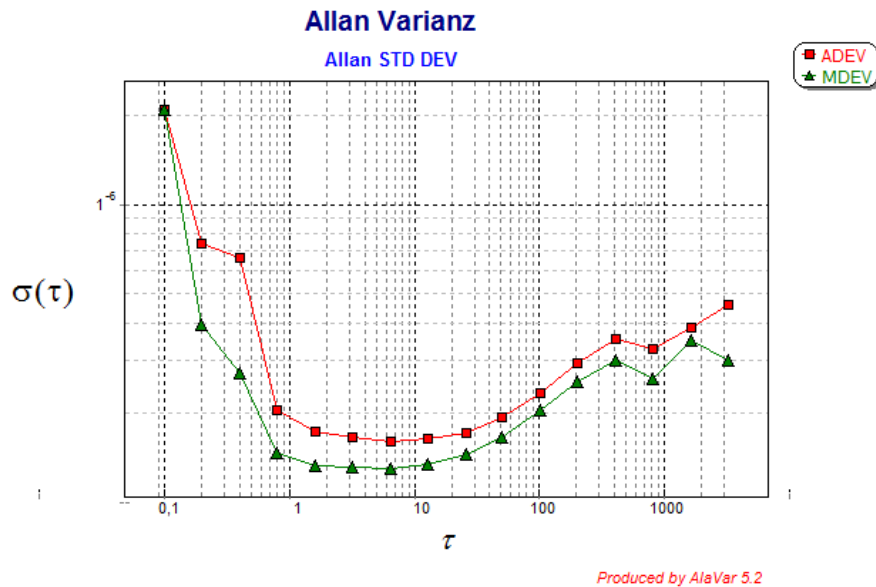


Abbildung 34: Allan-Varianz der 1064 nm Strahlung– Flicker FM

Um das Rauschen des Wavemeters genauer zu betrachten wird eine Messung des Helium-Neon-Lasers durchgeführt. Die zugehörige Allan-Varianz Darstellung befindet sich in Abbildung 35. Für den Helium-Neon-Laser zeigt sowohl die Standardabweichung der modifizierten, als auch die der klassischen Allan-Varianz einen stetigen Anstieg. Dabei bewegt sich die Standardabweichung zwischen $1,2 \cdot 10^{-6}$ und $7 \cdot 10^{-8}$.

Die Dauermessung des Helium-Neon-Lasers zeigt, dass dieser über längere Messungen Random Walk FM Rauschen aufweist. Damit könnte angenommen werden, dass das Wavemeter mit dem $1/f$ -Rauschen auf eine Standardabweichung der Allan-Varianz von $7 \cdot 10^{-8}$ begrenzt ist. Danach müsste das in Abbildung 32 dargestellte Rauschen ausschließlich durch den DELCAT-Laser entstehen. Dieser These widerspricht der Aussage aus [13], welche eine Standardabweichung der Allan-Varianz von $3,5 \cdot 10^{-9}$ darstellt.

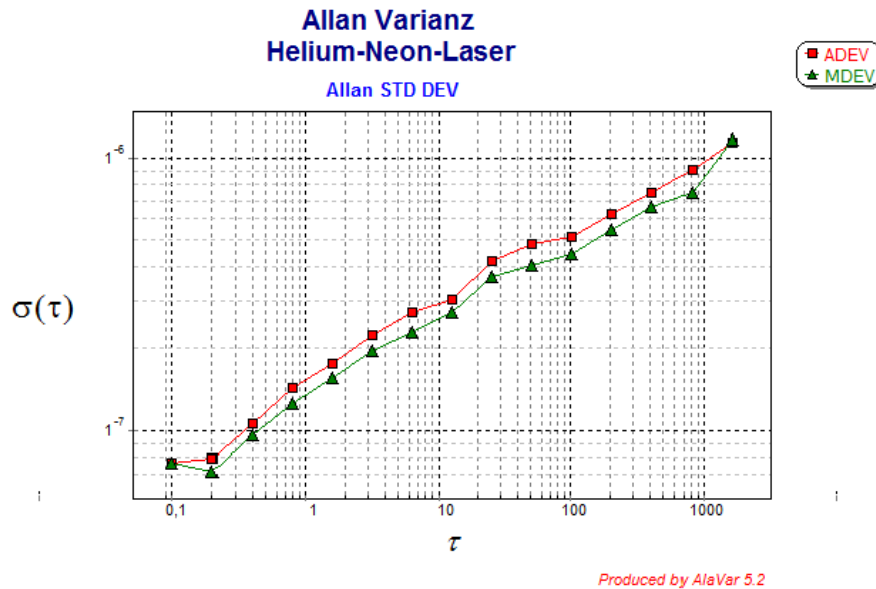


Abbildung 35: Allan-Varianz des Helium-Neon-Laser
Random Walk FM

Zur genauen Analyse müsste das Wavemeter mit einem genau bekannten Laser vermessen werden.

4.6 Diskussion

Während der gesamten Messungen ist das in Kap. 4.1 festgestellte Rauschen aufgetreten. Es kann ausgeschlossen werden, dass dieses ausschließlich durch den Piezo-Kristall am Laserkristall hervorgerufen wird. Da ein geringer ausgeprägtes Rauschen bei Betrachtung des Helium-Neon-Lasers zu erkennen ist, wird eine weitere Ursache im Messgerät vermutet.

Bei der Betrachtung der Rampen zeigen sich Ergebnisse, die die Erwartungen erfüllen. Je schneller die Spannung und damit die Frequenz geändert wird, desto schlechter folgt die Frequenz der Änderung. Dabei ist die Abweichung deutlich erhöht bei Übergängen zwischen ansteigender bzw. abnehmender Rampe und den unveränderten Temperaturen. Nach Auswertung des Zeitverhalten mit einer ermittelten Einschwingzeit zwischen 10 und 15 s war zu erwarten, dass das System ab einer Eingangsfrequenz von 7 mHz während den Phasen gleichbleibender Temperatur nicht zur theoretischen Frequenz zurück kommt. Bei 7 mHz beträgt die Verweildauer der Temperatur am maximalen bzw. minimalen Punkt 14,3 s. Mit steigender Eingangsfrequenz wird diese Zeit kürzer und das System schafft es nicht die entstandene Frequenzschwingung auszugleichen.

Bei den beispielhaft betrachteten Abweichungen ist die Abweichung für 10 mHz Eingangsfrequenz 1,43 MHz und damit 1,4 MHz höher als die Abweichung der 2 mHz Eingangsfrequenz mit 0,03 MHz.

Dabei kann aufgrund nicht vorhandener Temperaturwerte keine Aussage darüber getroffen werden, ob der zeitliche Verzug alleine von der Antwort der Frequenz auf die Temperaturänderung abhängt. Also ob eine vollständige Änderung der NPRO-Kristalltemperatur inklusive Wärmeübergang stattfindet. Wahrscheinlicher ist es, dass zusätzlich auch die Reaktion des TEC auf die Spannungseingabe zeitlich verzögert auftritt.

Die Betrachtung der Abweichungen der Rampen ohne die Abweichung der Zwischenstufen zeigt ebenfalls, dass die Abweichung mit steigender Eingangsfrequenz zunimmt.

Eine endgültige Aussage darüber, welche Abweichung der Frequenz während der Steigungen akzeptabel sind, kann zu diesem Zeitpunkt nicht getätigt werden. Dazu ist der Einfluss, der für die Beleuchtungsfunktion abweichenden Frequenz, auf das endgültige Messergebnis zu betrachten. Für die Reproduzierbarkeit wird gezeigt, dass die Abweichungen über einzelne Rampen gleich bleibt. Dabei tritt eine gesamte Verschiebung der Frequenz und damit der Abweichung für Rampen einer Messung auf. Dieses Verhalten ist unabhängig von der Eingangsfrequenz.

Mit einer angegebenen Genauigkeit des Wavemeters von 2 MHz und einer durch die Software ausgegebenen Standardabweichung von 3 MHz für die durchgeführten Messungen liegt die Stabilität des Lasers nah an den Grenzen des Messgeräts.

5 Zusammenfassung und Ausblick

Das Doppler Wind Lidar AEROLI wird zur Detektion von Clear-Air-Turbulenz eingesetzt. Dieses Messsystem nutzt den Doppler Effekt und ermittelt basierend auf der Doppler-Frequenzverschiebung die Geschwindigkeit des Messobjekts. In diesem Fall bildet sich das Messobjekt aus bewegten Aerosolen und Molekülen in der Atmosphäre. Da hierbei die Frequenzverschiebung mit 3 MHz (UV) bei einer Windgeschwindigkeit von 1 m/s sehr gering ist, werden hoch präzise Detektionsmethoden genutzt. Das AROLI-Lidar arbeitet mit einem Michelson-Interferometer. Für dieses muss, zum Einsatz des Lidars, eine Beleuchtungsfunktion bestimmt werden. Diese soll mit dem zugehörigen DELICAT-Laser, über ein Abfahren der Frequenz bestimmt werden. Der Laser soll den freien Spektralbereich abbilden. Die Laserfrequenz wird dafür über eine Temperaturregelung verändert. In dieser Arbeit wird die Temperaturregelung, also die Änderung der Frequenz bei einer Änderung der Temperatur, charakterisiert.

Zu diesem Zweck wird eine Monomode-Fasereinkopplung der Laserwellenlänge 1064 nm aufgebaut. Die Faserkopplung nutzt einen Rest-Strahl des Lasers, welcher dennoch eine sehr hohe Leistung aufweist. Daher sind für die Einkopplung mehrere Parameter zu betrachten. Der Aufbau wurde so konstruiert, dass der Laserstrahlfokus, über eine Linse definiert, innerhalb der Faser liegt. Dadurch ist eine hohe Stabilität der Faserkopplung gegeben.

Mit der beschriebenen Faserkopplung und einem Wavemeter wird die Frequenz des Lasers vermessen. Dabei wird über eine Spannungseingabe die Temperatur des Laserkristalls beeinflusst, welche wieder Einfluss auf die Frequenz ausübt.

Über Sprungantworten wird das Zeitverhalten der Frequenz auf Temperaturänderungen untersucht. Dabei zeigen sich Unterschiede für den Heiz- und Abkühlvorgang. Die Reaktion auf den Heizvorgang, also der Sprung von hoher zu niedriger Frequenz, ist mit 10 s Einschwingzeit schneller als die Reaktion auf ein Abkühlen des Systems. Hier beträgt die Einschwingzeit 15 s. Bei beiden Reaktionen ist ein Vorpeak zu erkennen, welcher aufgrund des abrupten Umschaltens des Temperaturelements entsteht. Ein Offset oder eine Änderung der Amplitude verändern die Form der Sprungantwort nicht.

Die im vorherigen Abschnitt erlangten Erkenntnisse werden für die Auswahl des Eingangssignals genutzt. Zur Ermittlung der Beleuchtungsfunktion sollen lineare Änderungen der Frequenz durchgeführt werden. Der Test einer Sägezahnfunktion zeigt, dass bei direktem Wechsel zwischen ansteigender und absteigender Rampe, eine Abweichung der Frequenz vom linearen Verlauf entsteht. Diese Abweichung erstreckt sich über 10 MHz Frequenzunterschied. Wird zwischen den Rampen die Temperatur für kurze Zeit konstant gehalten, tritt bei einer Frequenz des Eingangssignals von 10 mHz, die Abweichung der Frequenz zum linearen Verlauf nur über 4 MHz auf. Auf diesen Erkenntnissen beruhend wird für die weitere Charakterisierung der Frequenzrampen die als zweites beschriebene Eingangsfunktion verwendet.

Die Messungen der Frequenzrampen werden mit verschiedenen Frequenzen des Eingangssignals durchgeführt. Dies dient dem Zweck, die optimale Rampen-Geschwindigkeit zu ermitteln. Diese ergibt sich aus dem Eingangssignal. Es wurden Eingangsfrequenzen zwi-

schen 1 mHz und 15 mHz vermessen. Die Amplitude des Eingangssignals liegt bei 20 V, die Zeit für eine Rampe bei 1 mHz beträgt 400 s und die bei 15 mHz 26,7 s. Aufgrund des in 4.2 ermittelten Zeitverhaltens ist zu erwarten, dass ab einer Eingangsfrequenz von 7 mHz aufgrund der kurzen Zeit zwischen den Rampen von 14,3 s kein Einschwingen der Frequenz auf den Stellwert erfolgen kann. Daher wird in den Übergängen zwischen den Rampen eine hohe Frequenzabweichung gegenüber dem Soll-Wert erwartet.

Diese Erwartungen werden bestätigt, bei steigender Eingangsfrequenz steigt die Abweichung der Frequenzrampen zum Sollwert. So beträgt die maximale Abweichung bei 2 mHz 10 MHz, die durchschnittliche 0,0315 MHz. Bei der Frequenz von 10 mHz kommt das System in der Zeit zwischen den Steigungen nicht wie gewünscht auf den Ausgangswert zurück. Die maximale Abweichung liegt hier bei 100 MHz, die durchschnittliche bei 1,4352 MHz. Mittels Rückwärtsrechnung wird aus dem Temperaturkoeffizienten 3,68 GHz/K (s. 2.1.3), der mittleren Rampenhöhe von 3,42 GHz und der Spannungsdifferenz 20 V ein Koeffizient zwischen Spannung und Temperatur von 0,45 K/V berechnet.

Die Betrachtung der Reproduzierbarkeit zeigt eine gleichbleibende Form der Abweichungen für Rampen einer Eingangsfrequenz. Dieses Verhalten ist bei unterschiedlichen Eingangsfrequenzen unverändert. Es wird eine Verschiebung der Abweichung zwischen einzelnen Rampen festgestellt. Dies ist durch einen geringen Drift in der Gesamtfrequenz zu erklären. Im Zusammenhang der Messungen wurden Ungenauigkeiten im Messgerät festgestellt. Bei der darauf folgenden Charakterisierung des Messgeräts wurde eine durchschnittliche Abweichung von $8,47 \mu\text{s}$ für die vorgegebenen Zeitintervalle von 100 ms festgestellt. Bei Langzeitmessungen des Lasers ist langsames Driften aufgefallen. Es wird die These aufgestellt, das Driften steht in einem Zusammenhang mit der Temperatur des Wavemeters. Eine Langzeitmessung des Helium-Neon-Kalibrierungslasers kann diese These nicht bestätigen.

Die Langzeitmessung des Lasers und die des Kalibrationslasers werden zur Rauschanalyse mittels Allan-Varianz genutzt. Dabei wird für den DELICAT-Laser 1/f Rauschen bestimmt und für den Helium-Neon-Laser Random Walk Rauschen. Die unterschiedlichen Rauscharten lassen darauf schließen, dass das Rauschen der Lasermessungen aus einem zufälligem 1/f Rauschen des Wavemeters und Rauschen der Laserregelung zusammengesetzt ist.

Basierend auf den in dieser Arbeit erlangten Erkenntnissen, müsste zur genauen Definition des auftretenden Rauschens eine genaue Charakterisierung des Messgeräts mit einem genau bekannten Laser erfolgen.

In den nächsten ca. 2 1/2 Jahren wird eine Messkampagne auf dem Dach des Institutsgebäudes beim Deutschen Zentrum für Luft- und Raumfahrt in Oberpfaffenhofen stattfinden. In diesem Zusammenhang werden Windmessungen durchgeführt, mit denen auch der direkte Einfluss, der Frequenzabweichungen bei der Ermittlung der Beleuchtungsfunktion, auf das Endergebnis betrachtet wird. In den darauf folgenden Jahren soll das Messsystem AEROLI für den flugzeuggestützten Betrieb getestet werden. Dazu soll eine Messkampagne auf einem Flugzeug durchgeführt werden. Das endgültige Ziel dieses Systems liegt darin Echtzeit Windmessungen aus einem Flugzeug heraus vorzunehmen. Diese Messungen letztlich sollen dazu dienen Clear-Air-Turbulenz zu detektieren. Daraus soll ein System entstehen, welches Turbulenzen detektieren und aussteuern kann.

6 Literaturverzeichnis

Literatur

- [1] R. Sharman and T. Lane, editors. *Aviation Turbulence - Processes, Detection, Prediction*. Springer Verlag, 2016.
- [2] P. Burdack. *Einfrequenter monolithischer Ringlaser für Weltraumanwendungen*. PhD thesis, Universität Hannover, 2004.
- [3] P. Vrancken. Airborne forward-pointing uv rayleigh lidar for remote clear air turbulence detection: system design and performance. *Applied optics*, 2016.
- [4] P. Vrancken and J. Herbst. Development and test of a fringe-imaging direct-detection doppler wind lidar for aeronautics. 2019.
- [5] J. Herbst and P. Vrancken. Design of a monolithic michelson interferometer for fringe imaging in a near-field, uv, direct-detection doppler wind lidar. *Applied Physics*, 2016.
- [6] J. Herbst. Aufbau und test eines uv-lidarempfangssystems zur windgeschwindigkeitsmessung. Institutsseminarvortrag, accessed März 2019.
- [7] High Finesse. Fizeau-based interferometer. <https://www.highfinesse.com/en/technology/fizeau-principle.html>, accessed März 2019.
- [8] L.-S. Lee and A. L. Schawlow. Multiple-wedge wavemeter for pulsed lasers. *Optics Letters*, 1981.
- [9] C. Weitkamp. *Lidar- Range-Resolved Optical Remote Sensing of the Atmosphere*. Springer Verlag, Wien, 2005.
- [10] U. Paffrath. *Performance assessment of the Aeolus Doppler wind lidar prototype*. PhD thesis, Technische Universität München, 2006.
- [11] U. Schuhmann, editor. *Atmospheric Physics - Background - Methods - Trends*. Springer Verlag, 2012.
- [12] H.-J. Eichler, J. Eichler, and O. Lux. *Lasers - Basics, Advances and Applications*. Springer Verlag, 2018.
- [13] M. Wirth, A. Fix, P. Mahnke, H. Schwarzer, F. Schrandt, and G. Ehret. The airborne multi-wavelength water vapor differential absorption lidar wales: system design and performance. *Applied Physics*, 2009.
- [14] R. Paschotta. *Encyclopedia of Laser Physics and Technology*. Wiley-VCH, 2008.

- [15] D. Allan. Time and frequency deviation. *National Bureau of Standards*.
- [16] P. Glira. Direkte georeferenzierung von bildern eines unbemannten luftfahrzeuges mit lowcost-sensoren. Master's thesis, Technische Universität Wien, 2012.